VISIT…

LANZAROTE Caliente.COM

Д. Д. МАКСУТОВ

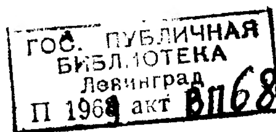
ОПТИЧЕСКИЕ ПЛОСКОСТИ ИХ ИССЛЕДОВАНИЕ И ИЗГОТОВЛЕНИЕ

34-10
4291a

РЕДИЗДАТ ВООМП'а
ЛЕНИНГРАД
1934

ОГЛАВЛЕНИЕ

	стр.
1. Введение	5
2. Два типа оптических плоскостей. Плоскости типа А	8
3. Плоскости типа В	19
4. Метод плоской пробы	30
5. Метод Коммона	38
6. Применение метода Гартмана в схеме Коммона	51
7. Теневой количественный метод автора в схеме Коммона	58
8. Изготовление оптических плоскостей и рабочий метод их исследования	66
9. Упрощенные методы исследования плоскостей и их применение на практике	75
10. Заключение	84



ГОС. ПУБЛИЧНАЯ БИБЛИОТЕКА Ленинград П 1968 акт ВП 682/1

Редактор Д. Д. Максутов. Техн. редактор Л. А. Трусов.

Тираж 2000. Сдано в набор 16/VIII-34 г. Подп. в печ. 16/XII-34 г. Формат бумаги 62×88. Авторск. лист. 7. Бум лист. 2³/₄. Печ. зн. в бум. листе 100 000. Заказ № 1176. Ленгорлит № 34776. Выход в свет декабрь 1934 г.

3-я тип. ОНТИ им. Бухарина. Ленинград, ул. Моисеенко, 10.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая работа не претендует на исчерпание темы, поставленной в заголовке книги.

Автор, работая над исследованием и изготовлением больших оптических плоскостей, желает лишь поделиться той методикой которую он считает в данном случае наиболее целесообразной.

Останавливаясь в этом смысле на методе Фуко-Коммона автор пытается изложить его возможно подробнее, так как с одной стороны литература по данному вопросу очень бедна, а с другой стороны этот метод был подвергнут автором в стенах ГОИ значительной разработке и углублению, не освещенным до сего времени в литературе.

Наконец, автор совершенно сознательно лишь вскользь затрагивает методы исследования плоскостей, отличные от метода Фуко-Коммона, так как во-первых они достаточно подробно изложены не только в иностранной, но и в русской литературе и во-вторых они нужны автору лишь для подтверждения их несостоятельности при исследовании достаточно больших плоскостей.

Д. Максутов

(Май 1934 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Почти на каждом шагу техника встречается с задачей изготовления и исследования плоских поверхностей. Городские площади и тротуары, полы и стены зданий, поверхности столов, полок, оконные стекла, туалетные зеркала, плоские калибры, наконец астрономические целлостатные зеркала, — все это плоскости в идеале, но воспроизводимые нами с бо̀льшими или меньшими ошибками.

Допустимые ошибки таких поверхностей, т. е. их отклонения от идеальной плоскости, в большинстве случаев устанавливаются рационально и целесообразно, и если в одних случаях допуск измеряется сантиметрами и миллиметрами, то в других случаях — десятыми и сотыми миллиметра, а в третьих — микронами и даже долями световой волны.

В соответствии с допуском методы и приборы для исследования плоских поверхностей будут различными, начиная от туго натянутой бечовки, отвеса, уровня, линейки и кончая оптической линейкой, сферометром, стеклянной плоской пробой и теневым методом исследования плоскостей.

Из плоскостей, изготовляемых человеком, наиболее точными являются плоскости оптические: природа не умеет воспроизводить таких точных плоскостей, как оптические.

Достаточно сказать, что оптику приходится устранять ошибки на полируемых плоскостях в тех случаях, когда эти ошибки превосходят $^{1}/_{20}$ долю световой волны. В переводе на метрические меры этот допуск равен $^{25}/_{100\,000}$ *мм*, если рассматривать явление для зеленых лучей; но оптическое зеркало может быть предназначено и для других лучей, имеющих значительно меньшую длину волны, а тогда допуск, выраженный в долях миллиметра, окажется еще более строгим.

Наконец, эталонные оптические плоскости, а также плоскости для специальных исследований, могут быть заданы с еще бо̀льшей точностью.

Чем же вызвана необходимость такой высокой точности изготовления оптических плоскостей? Не является ли она излишней роскошью и если нет, то где же границы нашего приближения к идеальной плоскости? Не являются ли эти границы достижимыми лишь в идеале, т. е. практически никогда не достижимыми?

Как сама точность, так и границы ее повышения продиктованы и заданы волновой природой света.

Если отраженная или преломленная плоскостью световая волна деформируется на значительную величину, то оптическая система, в состав которой входит данная плоскость, не нарисует нам вполне четкого изображения, — не проявит всей своей „теоретической разрешающей силы“.

По мере уменьшения ошибок плоскости, уменьшаются и деформации волновой поверхности, а разрешающая сила оптической системы возрастает.

Но вот мы доходим до столь малых ошибок оптической поверхности, а вместе с тем и до столь малых деформаций волновой поверхности, что изображение точки представляется нам в виде диффракционного кружка, окруженного диффракционными кольцами.

Дальнейшее улучшение оптической поверхности влечет за собой заметное вначале, но скоро прекращающееся, повышение яркости диффракционного кружка и вместе с тем убывание яркости диффракционных колец.

Дальше этого предела нет смысла повышать точность изготовления оптической поверхности, так как дальше растущая точность не изменяет практически диффракционной картины, т. е. не повышает разрешающей силы системы.

Когда деформации волновой поверхности (ее отклонения от сферы) снизятся примерно до 0,1λ, мы получаем практически совершенное изображение, т. е. используем и количественно и качественно теоретическую разрешающую силу оптической системы.

Таким образом природа света задала нам допуск и указала верхнюю рациональную границу этого допуска.

Оптические системы, в которых сходящаяся к фокусу волновая поверхность не уклоняется от сферы более чем на 0,1 длины световой волны, мы назовем первоклассными для данной длины волны.

Как мы увидим дальше, зональные ошибки плоского зеркала, расположенного перпендикулярно к падающей волне, вызывают удвоенные деформации отраженной волновой поверхности; поэтому для такого первоклассного зеркала допустимы зональные ошибки не более 0,05λ.

Но если система состоит из нескольких зеркал, и если в них возможны ошибки с одинаковым знаком, например завал на краю поверхности, то такие ошибки будут суммироваться, а потому, если мы не располагаем возможностью исследования системы в целом с последующей компенсацией ошибок на одной из поверхностей системы, — мы вынуждены полировать поверхность каждого зеркала с удвоенной, утроенной и т. д. точностью, против точности в 0,05λ, в зависимости от числа зеркал, входящих в систему. Однако не во всех случаях и компенсация ошибок достигает цели: так например, в целлостатных зеркалах ошибки могут быть скомпенсированы для некоторого определенного взаимного расположения зеркал, но, по мере того как расположение зеркал и их наклон будут изменяться (а целлостатные зеркала подвижны), скомпенсированные прежде ошибки начнут теперь проявляться и портить качество изображения.

Для того чтобы изготовить поверхность с ошибками, не превышающими малых долей световой волны, необходимо прежде всего научиться измерять эти ошибки с еще большей точностью.

Оптические методы исследования, надлежащим образом поставленные, позволяют измерить ошибку порядка 0,01λ, а уловить, но не измерить ошибки и еще того меньшие. А это уже совершенно исключительная чувствительность, известная только специалисту-оптику, вооруженному своеобразной методикой оптических исследований.

Как допуск для первоклассных оптических систем, так и порог чувствительности методов исследования оптических поверхностей устанавливает нам природа света.

Зеркало, отполированное как первоклассное для желто-зеленых лучей, перестает быть им при переходе к лучам фотографическим и тем более к лучам ультрафиолетовым, так как длины волн этих лучей (λ) стали короче, а наш допуск пропорционален длине волны, обусловливающей диффракционную картину изображения точки и теоретическую разрешающую силу системы.

Поэтому, по мере того как мы в своих исследованиях все дальше и дальше углубляемся в область коротких волн, возрастает необходимая точность изготовления первоклассной поверхности. Вместе с этим возрастает и трудность изготовления такой поверхности даже в том случае, если мы обеспечены надлежащей методикой исследования.

Практика показывает, что при изготовлении первоклассных для видимых лучей больших поверхностей мы находимся у предела возможного. Во-первых, материал для оптического зеркала, например стекло, не неизменен во времени, и, как бы хорошо практически мы ни отожгли стекла, в нем все же останутся некоторые натяжения, деформирующие с течением времени изготовленную поверхность. Во-вторых, плоская поверхность сохраняет свою форму лишь при строго постоянной температуре, тогда как всякое изменение температуры влечет за собой соответственную деформацию поверхности, преимущественно на краю зеркала (эффект края), так как, к сожалению, коэффициент расширения материала для зеркала не равен нулю, и его теплопроводность не бесконечно велика. В третьих, поверхности зеркал деформируются в силу гнутия и сплющивания от собственного веса, и предварительные расчеты в этом направлении показали весьма неблагоприятную картину в смысле предельного диа-

метра для первоклассных зеркал. Наконец, в-четвертых, искусство человека не безгранично велико, и на сегодняшний день при существующей методике обработки больших оптических поверхностей вряд ли можно говорить о точностях поверхностей больших 0,000025 *мм*, доступных притом весьма ограниченному числу мастеров.

Чем больше размеры изготовляемой плоской поверхности, тем непомерно выше технические трудности получения первоклассной формы, так как абсолютная величина допуска не зависит от диаметра зеркала.

Постараемся на двух примерах иллюстрировать величину допуска, с которым оптик полирует первоклассную поверхность:

1) диаметр человеческого волоса (0,08 *мм*) во столько же раз больше $^1/_{20}$ длины волны зеленого луча, во сколько раз он тоньше телеграфного столба;

2) если к поверхности вполне спокойной жидкости приложить идеально выполненную линейку длиною в 1 *м*, то она, коснувшись поверхности жидкости центром, будет на краях отстоять от жидкости на величину нашего допуска, так как горизонтальная поверхность жидкости имеет кривизну земного шара ($R \cong 6{,}10^9$ *мм*).

Вот порядок точностей, с которыми мы должны изготовлять оптические поверхности. С еще большей точностью мы должны научиться их исследовать.

Не претендуя на полноту изложения, я хочу поделиться некоторыми соображениями теоретического и практического характера, полезными на мой взгляд не только оптику, но и лабораторному работнику и точному механику.

Снижая чувствительность оптических методов исследования, — а это всегда в нашей власти, — мы можем использовать многие выводы для менее точных работ и их контроля, например в зеркальном производстве, в шлифовочных цехах металлообрабатывающих заводов, в производстве стекла для фотопластинок и т. д.

Такие упрощенные видоизменения методов оптического исследования будут рассмотрены в конце настоящей работы применительно к отдельным техническим задачам.

2. ДВА ТИПА ОПТИЧЕСКИХ ПЛОСКОСТЕЙ ПЛОСКОСТИ ТИПА А

В отношении допустимых ошибок не безразличным оказывается направление между плоскостью и падающим на нее световым пучком.

В оптических приборах мы встречаемся с плоскостями, расположенными перпендикулярно к оси падающего пучка. Такие плоскости мы отнесем к плоскостям типа А.

Плоское зеркало автоколлимационной установки, плоское зеркало кольцевого рефлектора, поверхности плоскопараллельных

защитных стекол или светофильтров в приборах с небольшим полем зрения, преломляющие грани большинства призм полного внутреннего отражения, — все это будут плоскости типа А.

Но в значительном количестве оптических приборов мы встречаемся также и с плоскостями, наклоненными на большие углы к оси падающего пучка. Такие наклонно расположенные к пучку плоскости мы назовем плоскостями типа В.

Целлостатные зеркала, диагональные зеркала астрономического рефлектора, отражающие грани призм полного внутреннего отражения, зеркальные концевые отражатели дальномеров — все это будут плоскости типа В.

Плоскопараллельный фильтр, установленный перед широкоугольным объективом, является совокупностью плоскостей типа А лишь для осевых пучков, тогда как для пучков наклонных, его приходится рассматривать, как совокупность плоскостей типа В. Ниже мы увидим, что допуски на зональные ошибки строже у плоскостей типа А, тогда как допуски на общую кривизну строже у плоскостей типа В; поэтому такой светофильтр, работающий одновременно и в осевых и в наклонных пучках, должен быть выполнен с повышенной точностью, что конечно справедливо лишь в том случае, когда расположенная за светофильтром широкоугольная система первоклассна по всему полю.

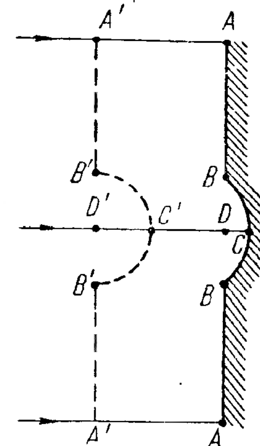


Рис. 1.

Можно было бы дать выводы для общего случая плоскостей, наклоненных к оси пучка на произвольный угол φ (что мы дальше и сделаем) и рассматривать плоскости типа А как частный случай, при котором $\varphi = 0$; но я умышленно сделал такое подразделение плоскостей на два типа, во-первых потому, что оно реально существует в оптических приборах, и, во-вторых для того, чтобы начать выводы с более простого случая и тем облегчить изложение следующей главы, рассматривающей общий случай плоскостей, наклоненных к оси пучка.

Пусть на плоскую зеркальную поверхность $A - A$ (рис. 1) падает нормально плоская волна; если на плоскости имеется местная ошибка, — в нашем случае ямка BCB, — то поверхность отраженной волны деформируется против этой ямки, оставаясь плоской на остальном своем протяжении. У отраженной плоской волны $A' - A'$ появится ямка $B'C'B'$, глубина которой вдвое больше глубины ямки BCB поверхности зеркала.

Это не трудно доказать: если некоторая поверхность падающей

волны $A'B'D'B'A'$ заняла после отражения положение $A'B'C'B'A'$, то должно быть справедливым следующее равенство:

$$2A'A = 2B'B = 2D'D = D'C + CC', \qquad (1)$$

откуда:

$$D'C' = 2DC. \qquad (2)$$

Таким образом местная ошибка отражающей поверхности вызывает удвоенную местную ошибку у отраженной волновой поверхности.

Совершенно тем же способом мы доказываем (рис. 2), что местная ошибка (DC) преломляющей поверхности ($ABCBA$) вызывает местную ошибку ($D'C$) у преломленной волны ($A'B'C'B'A'$), для которой справедливо следующее равенство:

$$D'C' = DC\frac{n_2 - n_1}{n_2}, \qquad (3)$$

где n_1 и n_2 — показатели преломления первой и второй среды.

Рассматривая отражение как частный случай преломления, в котором $n_1 = 1$ и $n_2 = -1$, мы из выражения (3) получаем выражение (2).

Полагая, что первая среда — воздух ($n_1 = 1$), а вторая среда — стекло кронгласс ($n_2 = 1{,}5$), мы из выражения (3) получаем $D'C' = \frac{DC}{3}$, т. е. ошибки преломляющей кронглассовой поверхности вызывают деформации у волновой поверхности в 6 раз меньшие, нежели такие же ошибки зеркальной (отражающей) поверхности.

Рис. 2.

Если мы от кронгласса ($n_2 = 1{,}5$) перейдем к тяжелому флинтглассу ($n_2 = 1{,}65$), то $D'C' \simeq \frac{DC}{2{,}5}$, а деформации волновой поверхности будут в 5 раз меньшие, нежели в случае таких же ошибок зеркальной поверхности.

Проследим дальнейшее распространение световой волны.

Пусть деформированная волна $A'B'C'B'A'$ (рис. 3) переходит из второй среды (n_2) в третью среду (n_3) и пусть поверхность раздела этих сред не имеет ошибок и является плоскостью.

В этом случае не трудно показать, что деформация $D''C''$ преломленной волновой поверхности $A''B''C''B''A''$ будет связана с деформациями $D'C'$ и DC следующим уравнением:

$$D''C'' = \frac{D'C' \cdot n_2}{n_3} - \frac{DC(n_2 - n_1)}{n_3} \qquad (4)$$

Если мы рассматриваем случай плоскопараллельного стекла с показателем преломления $n = 1{,}5$, то в выражении (4) следует положить:

$n_1 = n_3 = 1$ и $n_2 = 1{,}5$, после чего: $D''C'' = \frac{DC}{2}$, т. е. местная ошибка каждой из преломляющих поверхностей плоскопараллельного стекла (кронгласса) вызывает местную деформацию волновой поверхности, равную половине этой ошибки.

Таким образом местные ошибки отражающей плоской поверхности в 4 раза страшнее таких же ошибок плоской преломляющей поверхности.

Волна, отраженная от плоскости типа A, будет первоклассной в том случае, когда зональные и местные ошибки плоскости, а также ее астигматизм, не будут превышать $0{,}05\lambda$.

Для тех же ошибок плоской преломляющей поверхности мы должны были бы дать допуск $0{,}2\lambda$, если бы в таких приборах, как плоскопараллельные стекла, призмы полного внутреннего отражения и др. было не две преломляющих плоскости, а одна. Но так как ошибки двух поверхностей могут иметь одинаковый знак, т. е. вызываемые ими деформации волновой поверхности могут суммироваться, то мы дадим вдвое более строгий допуск $0{,}1\lambda$ для каждой из преломляющих плоскостей первоклассной детали.

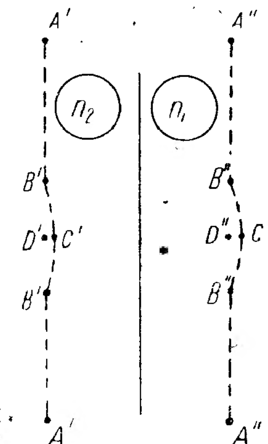


Рис. 3.

При повышении показателя преломления стекла детали допуск соответственно несколько ужесточается.

Первоклассные детали, собранные в сложную систему, не гарантируют еще первоклассности всей системы, раз этих деталей в ней много.

Поэтому необходим контроль системы в целом, после чего возможно исправление системы путем соответственной деформации какой-либо из плоскостей.

Но не одни только зональные ошибки и астигматизм поверхности могут деформировать сферическую волновую поверхность: общая кривизна плоской поверхности приводит к аберрациям отраженного или преломленного гомоцентрического пучка, т. е. тоже деформирует волновую поверхность, перестающую быть первоклассной при некотором достаточно большом значении общей кривизны $\left(\frac{1}{r}\right)$ плоскости типа A.

Дадим вывод сферической аберрации и рассмотрим на следующем рис. 4 общий случай преломления гомоцентрического пучка, исходящего из точки S, сферической поверхностью раз-

дела двух средин с показателями преломления n_1 и n_2 на высоте зоны y. Радиус кривизны поверхности раздела обозначим через r, сопряженное расстояние SC — через f_1, а искомое сопряженное расстояние S_1C — через f_{2y}. Обозначение углов дано на рис. 4. Вывод формулы f_{2y} и продольной аберрации Δf_{2y} дадим в первом приближении.

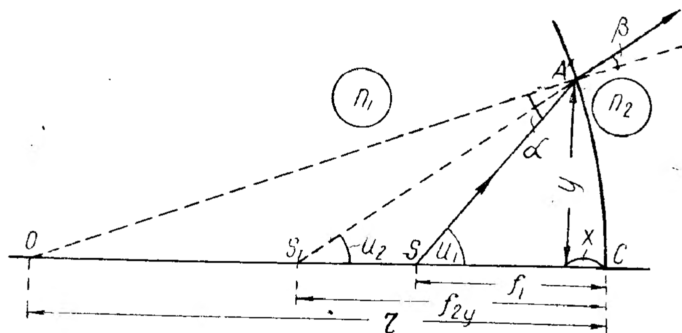


Рис. 4.

Из ΔOAS_1 имеем:

$$f_{2y} = r\left(1 - \frac{\sin\beta}{\sin U_2}\right). \tag{5}$$

Далее:

$$\left.\begin{aligned} \sin\beta &= \frac{\sin\alpha\cdot n_1}{n_2} \\ \sin\gamma &= \frac{y}{r} \\ \sin U_2 &= \sin(\beta+\gamma) \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

Заменяя $\sin\beta$ и $\sin U_2$ (выражение 5) через $\sin\alpha$, приходим к следующему выражению для f_{2y}:

$$f_{2y} = r\left[1 - \frac{n_1}{n_1\left(1-\frac{y^2}{2r^2}\right) + \frac{yn_2}{r}\sqrt{\frac{1}{\sin^2\alpha} - \frac{n_1^2}{n_2^2}}}\right] \tag{7}$$

из $\Delta\ OAS$ имеем:

$$\sin\alpha = \sin\ (U_1-\gamma), \tag{8}$$

где:

$$\sin U_1 = \frac{y}{\sqrt{(f_1-x)^2+y^2}} \cong \frac{y}{f_1\sqrt{1-\frac{y^2(f_1-r)}{rf_1^2}}}, \tag{9}$$

откуда:

$$\frac{1}{\sin^2\alpha} = \frac{r^2f_1^2\left[1-\frac{y^2(f_1-r)}{rf_1^2}\right]}{y^2(r-f_1)^2}. \tag{10}$$

Подставляя выражение (10) в выражение (7) и производя приближенные упрощения, находим значение сопряженного расстояния f_{2y}, как функцию от y, r, f_1, n_1 и n_2:

$$f_{2y} \cong \frac{rf_1n_2}{[rn_1+f_1(n_2-n_1)]}\left\{1+\frac{y^2(r-f_1)^2[r(n_2+n_1)-f_1n_1](n_2-n_1)n_1}{2r^2f_1^2n_2^2[rn_1+f_1(n_2-n_1)]}\right\} \tag{11}$$

Сопряженное расстояние f_{2y} мы можем рассматривать как сопряженное расстояние центральных лучей f_{2o} плюс продольная аберрация зоны y, ровная Δf_{2y}, откуда:

$$\Delta f_{2y} \cong y^2\,\frac{(r-f_1)^2[r(n_2+n_1)-f_1n_1](n_2-n_1)n_1}{2rf_1n_2[rn_1+f_1(n_2-n_1)]^2}. \tag{12}$$

Этой приближенной формулой сферической аберрации мы можем пользоваться для вычисления допусков на кривизны плоскопараллельных пластинок. Однако в настоящей работе я рассмотрю только один частный случай — случай отражающей плоскости типа А, обладающей некоторой общей сферичностью или кривизной $\frac{1}{r}$.

Для этого случая в выражении (12) следует принять $n_1 = 1$ и $n_2 = -1$, после чего продольная аберрация примет вид:

$$\Delta f_{2y} \cong -\frac{y^2(r-f_1)^2}{r(r-2f_1)^2} \tag{13}$$ [1]

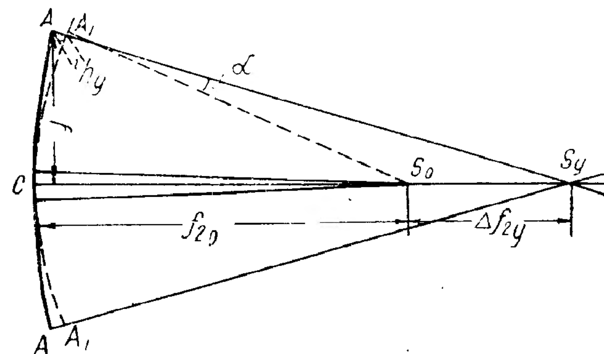


Рис. 5.

Гомоцентрическая волна после отражения перестает быть таковой. Величину деформации волновой поверхности легко определить из рис. 5, где ACA — волновая поверхность, деформированная после отражения от не вполне плоского зеркала,

[1] Максутов. „Анаберрационные системы“. Труды ГОИ, вып. 86, стр. 18, 1932.

имеющего общую кривизну $\frac{1}{r}$. Из выражения (11) при $n_1 = 1$ и $n_2 = -1$ мы имеем:

$$CS_0 = f_{2o} = \frac{rf_1}{2f_1 - r}, \qquad (14)$$

а из выражения (13):

$$S_oS_y = \Delta f_{2y} = -y^2\frac{(r-f_1)^2}{r(r-2f_1)^2}. \qquad (15)$$

Описывая из центра S_o сферу $A'C'A'$, находим ее отклонение $h_y = AA'$ от волновой поверхности ACA для некоторой зоны y следующим образом:

$$dh_y = -\alpha \cdot dy, \qquad (16)$$

где α ввиду малости этого угла может быть выражен:

$$\alpha \cong -\frac{y\, S_oS_y}{f^2_{2o}} = \frac{y^3\left(1-\frac{f_1}{r}\right)^2}{rf_1^2}, \qquad (17)$$

после чего:

$$dh_y = \frac{\left(1-\frac{f_1}{r}\right)^2}{rf_1^2}\cdot y^3dy, \qquad (18)$$

а полное отклонение волновой поверхности от сферы на высоте зоны y:

$$h_y = \frac{\left(1-\frac{f_1}{r}\right)^2}{rf_1^2}\int_0^y y^3dy = \frac{y^4\left(1-\frac{f_1}{r}\right)^2}{4rf_1^2}. \qquad (19)$$

Члены, содержащие f_1 и r, мы могли вынести за знак интеграла, так как эти величины по нашему условию постоянны.

Волновая поверхность ACA в первом приближении является поверхностью вращения конического сечения, что видно из пропорциональности величины Δf_{2y} квадрату зоны [1]. Поэтому наибольшее отклонение волновой поверхности от ближайшей сферы (h^0_{max}) равно четверти величины выражения (19), в котором кроме того y необходимо заменить через $\frac{D}{2}$, т. е. половиной диаметра плоского зеркала:

$$h^0_{max} = \frac{D^4\left(1-\frac{f_1}{r}\right)^2}{256rf_1^2}, \qquad (20)$$

[1] Максутов. „Анаберрационные системы", стр. 11 — 16 и 27.

так как для первоклассной системы величина h^0_{max} не должна превышать $0,1\lambda$, то приравняв выражение (20) $0,1\lambda$, находим:

$$D^4 = \frac{25,6\lambda r^3 f_1^2}{(r-f_1)^2} \qquad (21)$$

и:

$$f_1 = \frac{D^2r\left[D^2 \pm \sqrt{25,6\lambda r^3}\right]}{D^4 - 25,6\lambda r^3}. \qquad (22)$$

Попробуем решить две примерные задачи расчета допустимой кривизны плоского зеркала типа А, воспользовавшись сделанными выводами.

1. Плоское зеркало кольцевого рефлектора. Кольцевой рефлектор схематически изображен на рис. 6.

В нем параболическое зеркало B собирает параллельный пучок в фокус F; для дальнейших рассуждений предположим, что зеркало В — идеальный параболоид.

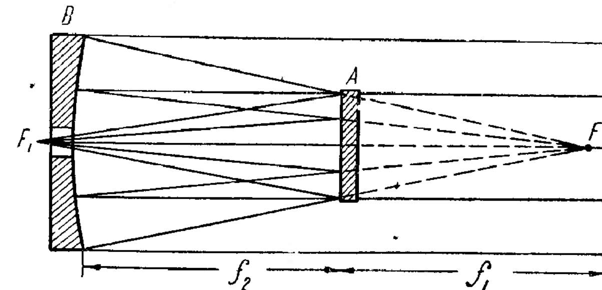


Рис. 6.

Гомоцентрический пучок, сходящийся к точке F, перехвачен плоским зеркалом A, расположенным перпендикулярно оси. Пусть D — диаметр этого зеркала и f_1 — расстояние зеркала от фокуса.

После отражения от зеркала A, кривизна которого равна $\frac{1}{r}$, пучок сходится в фокусе системы F_1, причем система должна остаться первоклассной, т. е. при заданном f_1 и D кривизна зеркала A должна удовлетворять выражениям (21) и (22).

Зададим диаметр плоского зеркала $D = 100$ *мм* и расстояние $f_1 = \pm 500$ *мм*, причем знак (+) перед f_1 соответствует выпуклой форме поверхности зеркала A, знак (—) форме вогнутой. Не трудно догадаться, что при таких значениях D и f_1 мы имеем дело с 200 *мм* телескопом с относительным отверстием около 1:5.

Требуется найти минимальное допустимое значение для r или

что равносильно, максимальную допустимую кривизну $\frac{1}{r}$ плоского зеркала A, при которых система оказывается еще первоклассной.

Выражение (21) дает нам следующее значение для r_{min}, если вполне основательно предположить, что r несравнимо больше f_1, и если принять $\lambda = 550$ $м\mu$:

$$r_{\min} \cong \frac{D^4}{25{,}6\lambda f_1^2} = 28\,400 \text{ мм} = 28{,}4 \text{ м}. \qquad (23)$$

В первом приближении минимальный допустимый радиус кривизны плоского зеркала одинаков как для выпуклой, так и для вогнутой поверхности этого зеркала.

Но гораздо удобнее и нагляднее говорить не о допустимом радиусе кривизны, а о максимальном допустимом отклонении поверхности зеркала A в ту и другую сторону от плоскости за счет кривизны этого зеркала (но не зональных и местных ошибок и астигматизма).

Отклонение сферы большого радиуса от плоскости, т. е. стрелка зеркала h, определяется по формуле:

$$h = \frac{D^2}{8r}. \qquad (24)$$

Подставляя сюда r из выражения (23), находим:

$$h_{\max} = \lambda \cdot 3{,}2 \left(\frac{f_1}{D}\right)^2. \qquad (25)$$

Но величина $\frac{f_1}{D}$ равна обратному относительному отверстию (A)[1] нашей системы, т. е.:

$$h_{\max} = \frac{3{,}2\lambda}{A^2} = 3{,}2\lambda A^2. \qquad (26)$$

Дадим следующую таблицу наибольших допустимых отклонений от плоскости за счет сферичности вторичного зеркала кольцевого рефлектора для различных относительных отверстий рефлектора:

ТАБЛИЦА 1

A	1 : 2,5	1 : 3,5	1 : 5	1 : 7	1 : 10	1 : 14	1 : 20
h_{max}	20 λ	39,2 λ	80 λ	157 λ	320 λ	627 λ	1 280 λ

[1] Максутов. „Анаберрационные системы", стр. 15.

То-есть при относительном отверстии нашего телескопа 1 : 5 и независимо от поперечников входящих в него зеркал мы можем допустить у плоского зеркала ошибку на сферичность, равную 80λ, т. е. 160 кольцам.

2. Плоское автоколлимационное зеркало схемы Ричи. В этом примере мы рассмотрим автоколлимационную схему Ричи (Ritchey)[1] для исследования параболических зеркал. В ней (рис. 7) из точки S посылается пучок лучей на исследуемый параболоид B, фокус которого совпадает с точкой S.

Отраженный от зеркала B параллельный пучок падает на интересующее нас здесь плоское автоколлимационное зеркало A, и после отражения от зеркала A и вторичного отражения от зеркала B пучок должен снова собраться в точке S, оставаясь гомоцентрическим в пределах требований для первоклассных систем.

Общая кривизна $\frac{1}{r}$ зеркала A приводит к тому, что пучок между зеркалами из параллельного обращается в слабо сходящийся или слабо расходящийся, т. е. в случае совпадения точки S с ее изображением первое сопряженное расстояние перемещается из бесконечности на некоторое, хотя и весьма большое, но все же конечное расстояние $f_1 = \pm r$, а второе сопряженное расстояние $f_2 = BS$ становится отличным от главного фокусного расстояния F параболоида B.

Рис. 7.

Такое смещение точки S с главного фокуса параболоида не вызвало бы осложнений при его исследовании, если бы при этом не наблюдались аберрации пучка большие, нежели это допустимо для первоклассной системы.

В действительности же, исправив ошибку зеркала B, мы получим для него не параболическую поверхность, а эллиптическую — при выпуклом зеркале A, или гиперболическую — при зеркале A вогнутом.

Обозначив квадрат эксцентриситета эллипсоида или гиперболоида через C, мы находим его значение в следующем виде:[2]

$$C = \frac{(f_1 - f_2)^2}{(f_1 + f_2)^2} \cong \frac{(r - F)^2}{(r + F)^2} \cong 1 - \frac{4F}{r}, \qquad (27)$$

но поверхность с таким эксцентриситетом будет отклоняться от ближайшего к ней параболоида на величину:

[1] Эта схема предложена значительно ранее Фуко и Мартэн'ом, а потому совершено неосновательно приписывается в литературе Ричи. *Автор.*

[2] Максутов. „Анаберрационные системы", стр. 11.

$$h^{\circ}_{max} = \frac{DA^3}{4096} \cdot \frac{4F}{r} = \frac{D^2A^2}{1024r}, \qquad (28)[1]$$

где D — диаметр параболоида, A — его относительное отверстие и r — радиус кривизны автоколлимационного зеркала.

Для первоклассного параболоида это отклонение не должно превосходить $0{,}05\,\lambda$, к каковой величине мы и приравняем выражение (28), после чего получим значение r_{min} — наименьшего допустимого радиуса кривизны автоколлимационного зеркала:

$$r_{min} = \frac{D^2A^2}{51{,}2\,\lambda}. \qquad (29)$$

Такой кривизне соответствует отклонение h_{max} автоколлимационного зеркала от плоскости за счет сферичности этого зеркала:

$$h_{max} = \frac{D^2}{8r_{min}} = \frac{6{,}4\,\lambda}{A^2} = 6{,}4\,\lambda A^2, \qquad (30)$$

т. е. величина вдвое большая ранее найденной (выражение 26) и представленной в табл. 1.

Из рассмотрения двух примеров первоклассных зеркальных плоскостей типа А мы приходим к следующим выводам:

Первоклассные зеркальные плоскости типа А могут обладать сравнительно весьма грубой сферичностью, измеряемой десятками и сотнями колец в зависимости от квадрата относительного отверстия системы.

В то же время зональные и местные ошибки и астигматизм плоскостей не должны превосходить $0{,}05\,\lambda$.

К этим плоскостям мы таким образом предъявляем исключительно строгие требования правильности их сферической формы при весьма пониженных требованиях отсутствия общей кривизны.

Автоколлимационные зеркала для исследования объективов можно таким образом вместо плоских приготовлять вогнутыми сферическими; при этом для каждого типа объектива не трудно подсчитать допустимый перенос светящейся точки из бесконечности на такое конечное расстояние, равное радиусу кривизны вогнутого зеркала, при котором преломленная объективом волна остается еще первоклассной, хотя объектив был рассчитан на параллельный пучок.

Так как подобное вогнутое автоколлимационное зеркало во многих случаях может быть изготовлено и проще и точнее, нежели зеркало плоское, то этот путь особенно следует рекомендовать при исследовании малых и средних объективов, например, малых астрономических и малых и средних фотографических. При достаточно больших размерах объективов и при ограниченной длине испытательных помещений радиус кривизны автоколлимационного вогнутого зеркала может оказаться чрезмерно большим, а тогда мы не сможем уложиться в размеры нашего помещения с исследованием зеркала, да и само исследование было бы сильно осложнено значительной для этого случая диффракцией.

[1] Д. Д. Максутов. „Анабрационные системы" стр. 27.

3. ПЛОСКОСТИ ТИПА В

Рассмотрим общий случай плоскостей, наклоненных на произвольный угол φ к оптической оси системы. При этом ограничимся только отражающими плоскостями, т. е. плоскими зеркалами типа В.

Стоит наклонить плоскость на весьма даже небольшой угол φ к оси падающего пучка, как наличие общей кривизны плоского зеркала внесет заметный астигматизм в отраженный пучок, чего у плоскостей типа А мы не наблюдали.

Астигматизм пучка деформирует отраженную волну, снижает качество изображения точки и лишает систему первоклассного качества, если астигматичная волновая поверхность уклоняется от сферы более чем на $0{,}1\,\lambda$.

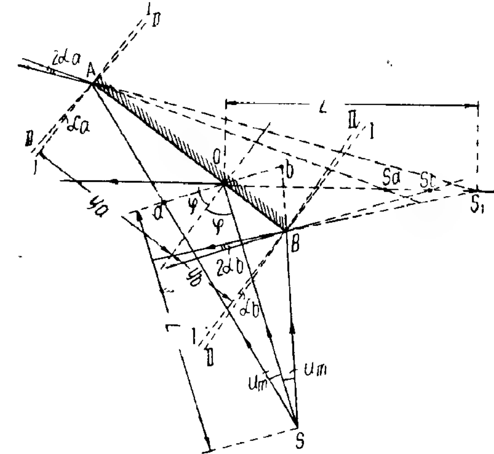


Рис. 8.

Для вывода величины астигматизма мы должны послать на плоское зеркало типа В гомоцентрический пучок и рассмотреть ход отраженного пучка в меридианальной и сагиттальной плоскостях. По найденному астигматизму мы легко сможем определить допуск на общую кривизну первоклассной плоскости типа В.

На рис. 8 изображено плоское зеркало AOB в меридианальном сечении и светящаяся точка S, удаленная от центра зеркала на расстояние L. Зеркало наклонено к оси подающего пучка на угол φ, и если оно является идеальной плоскостью, т. е. если его кривизна $\frac{1}{r} = 0$, то изображение точки S получается в точке S_1, причем как для меридианальных, так и для сагиттальных лучей точка S_1 общая и расстояние $SO = OS_1 = L$.

В одних инструментах зеркало AOB может иметь круглую форму, в других — форму овальную, но в обоих случаях при до-

статочно больших апертурных углах u_m точка O заметно смещается с геометрического центра круга или овала зеркала, так что $AO > OB$.

И только в случае параллельного падающего пучка точка O совпадает с центром плоского зеркала и наше неравенство обращается в равенство $AO = OB$.

Рассекая пучок плоскостью перпендикулярной оси и проходящей через точку O, мы получаем две равные проекции aO и Ob двух неравных зон зеркала $y_a = AO$ и $y_b = BO$; нетрудно установить из рис. 8 следующую связь между этими величинами:

$$\left.\begin{aligned} y_a &= AO = \frac{aO \cdot \cos u_m}{\cos(\varphi + u_m)} \\ y_b &= BO = \frac{Ob \cdot \cos u_m}{\cos(\varphi - u_m)} \end{aligned}\right\} \qquad (31)$$

Производя дальнейшие преобразования мы от выражения (31) приходим к следующему:

$$\left.\begin{aligned} y_a &= \frac{L \operatorname{tg} u_m}{\cos\varphi(1 - \operatorname{tg}\varphi \operatorname{tg} u_m)} \\ y_b &= \frac{L \operatorname{tg} u_m}{\cos\varphi(1 + \operatorname{tg}\varphi \operatorname{tg} u_m)} \end{aligned}\right\} \qquad (32)$$

Теперь допустим, что зеркало AOB является сферой весьма большого радиуса r. В этом случае новые нормали $II - II$ в точках A и B к поверхности зеркала составят с прежними нормалями $I - I$ весьма малые углы α_a и α_b, причем:

$$\left.\begin{aligned} \alpha_a &= \frac{y_a}{r} = \frac{L \operatorname{tg} u_m}{r\cos\varphi(1 - \operatorname{tg}\varphi \operatorname{tg} u_m)} \\ \alpha_b &= \frac{y_b}{r} = \frac{L \operatorname{tg} u_m}{r\cos\varphi(1 + \operatorname{tg}\varphi \operatorname{tg} u_m)} \end{aligned}\right\} \qquad (33)$$

Отраженные в точках A и B лучи составят с направлением ранее отраженных лучей углы $2\alpha_a$ и $2\alpha_b$. Поэтому эти два луча пересекут ось не в точке S_1, как прежде, а соответственно в двух точках S_a и S_b.

Из Δ-ов AS_1S_a и BS_1S_b не трудно определить, что:

$$\left.\begin{aligned} S_1S_a &= \frac{AS_1 \cdot 2\alpha_a}{\sin(u_m + 2\alpha_a)} \\ S_1S_b &= \frac{BS_1 \cdot 2\alpha_b}{\sin(u_m + 2\alpha_b)} \end{aligned}\right\} \qquad (34)$$

Но из Δ-ов AOS_1 и BOS_1 мы имеем:

$$\left.\begin{aligned} AS_1 &= y_a \frac{\cos\varphi}{\sin u_m} = \frac{L}{\cos u_m(1 - \operatorname{tg}\varphi \operatorname{tg} u_m)} \\ BS_1 &= y_b \frac{\cos\varphi}{\sin u_m} = \frac{L}{\cos u_m(1 + \operatorname{tg}\varphi \operatorname{tg} u_m)} \end{aligned}\right\} \qquad (35)$$

Подставляя найденные значения в выражение (30) и помня, что углы α_a и α_b весьма малы, определяем интересующие нас величины в следующем виде:

$$\left.\begin{aligned} S_1S_a &= \frac{2L^2}{\cos^2 u_m(1 - \operatorname{tg}\varphi \operatorname{tg} u_m)[r\cos\varphi(1 - \operatorname{tg}\varphi \operatorname{tg} u_m) + 2L]} \\ S_1S_b &= \frac{2L^2}{\cos^2 u_m(1 + \operatorname{tg}\varphi \operatorname{tg} u_m)[r\cos\varphi(1 + \operatorname{tg}\varphi \operatorname{tg} u_m) + 2L]} \end{aligned}\right\} \qquad (36)$$

Таким образом не только весь отраженный пучок, но даже его меридианальное сечение оказывается не гомоцентричным.

Поэтому говоря о фокусе меридианального пучка мы должны иметь в виду не точку S_a и не точку S_b, а некоторую точку S_m пересечения двух лучей одинакового апертурного угла u_m.

Расстояние этой точки (рис. 9) до точки O и будет фокусным расстоянием $L_{m,u}$ меридианального сечения пучка (для угла u_m), сопряженным с расстоянием L.

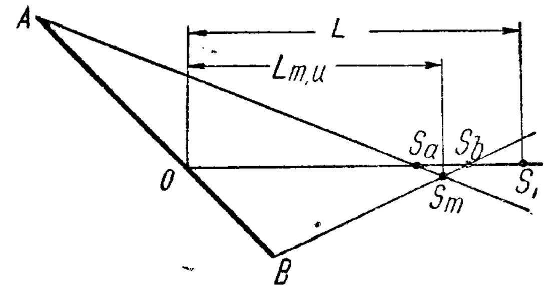


Рис. 9.

Так как кривизна хорошего, а тем более первоклассного плоского зеркала должна быть ничтожно малой, т. е. величина $L_{m,u}$ должна быть достаточно близкой к величине L, то расстояние $L_{m,u}$ можно рассматривать как полусумму расстояний OS_a и OS_b, т. е. как:

$$L_{m,u} = \frac{L - S_1S_a + L - S_1S_b}{2}. \qquad (37)$$

Воспользовавшись выражением (36), находим:

$$L_{m,u} = L - \frac{2L^2[r\cos\varphi(1 + \operatorname{tg}^2\varphi \operatorname{tg}^2 u_m) + 2L]}{\cos^2 u_m(1 - \operatorname{tg}^2\varphi \operatorname{tg}^2 u_m)[r^2\cos^2\varphi(1 - \operatorname{tg}^2\varphi \operatorname{tg}^2 u_m) + 4rL\cos\varphi + 4L^2]} \qquad (38)$$

При достаточно малых углах u_m и при не слишком больших углах φ последнее выражение можно дать в приближенном виде:

$$L_{m,u} \cong L - \frac{2L^2}{r\cos\varphi + 2L}, \quad (39)$$

т. е. как величину независимую от апертурного угла u_m или от зоны плоского зеркала y, и общую для всего меридианального сечения отраженного пучка.

По выражению (38) и рис. 9 определяем величину смещения фокуса в меридианальной плоскости в силу общей кривизны плоского зеркала:

$$S_mS_1 = -\frac{2L^2\,[r\cos\varphi\,(1 + tg^2\varphi\, tg^2 u_m) + 2L]}{\cos^2 u_m\,(1 - tg^2\varphi\, tg^2 u_m)\,[r^2\cos^2\varphi\,(1 - tg^4\varphi\, tg^2 u_m) + 4rL\cos\varphi + 4L^2]} \quad (40)$$

или приближенно для случая малых u_m и не слишком больших φ:

$$S_mS_1 \cong -\frac{2L^2}{r\cos\varphi + 2L}, \quad (41)$$

т. е. в первом приближении S_mS_1 не зависит от апертурного угла u_m.

В тех случаях, когда r несравнимо больше L (схема метода Коммона, диагональные плоские зеркала рефлектора), выражения (40) и (41) можно упростить и представить в следующем виде:

$$\underset{L<<r}{S_mS_1} = -\frac{2L^2\,(1 + tg^2\varphi\, tg^2 u_m)}{r\cos\varphi\cos^2 u_m\,(1 - tg^2\varphi\, tg^2 u_m)^2}, \quad (42)$$

а при весьма малом u_m и не слишком большом φ:

$$\underset{L<<r}{S_mS_1} \cong -\frac{2L^2}{r\cos\varphi}. \quad (43)$$

Выведя из общего и частных случаев аберрацию меридианального сечения пучка, отраженного плоскостью с общей кривизной $\frac{1}{r}$, мы перейдем теперь к таким же выводом для сагиттальной плоскости сечения отраженного пучка (рис. 10).

Здесь P — плоскость зеркала; P_2 — плоскость нормальная к зеркалу; P_1 и P_3 — плоскости падающих и отраженных лучей в сагиттальном сечении пучка; эти плоскости составляют по нашему условию угол φ с плоскостью P_2.

В плоскости P_1 на растоянии L от точки O зеркала находится светящаяся точка S_1, изображение которой получилось бы в плоскости P_3 и на прежнем расстоянии L от точки O, т. е. в точке S_1, лишь в том случае, когда наше зеркало идеально плоское, т. е. когда $\frac{1}{r} = 0$.

Пусть зона точки A зеркала равны y_S и пусть апертурный угол для этой точки равен u_S.

Рассекаем плоскости P_1, P_2 и P_3 плоскостью P_4, параллельной плоскости P и проходящей через точку S; в этом случае и при $\frac{1}{r} = 0$ длина падающего луча SA равна длине отраженного луча AE, т. е. $AC \perp ES$ и угол падения SAC равен углу отражения CAE.

Наконец:

$$tg\, u_S = \frac{y_S}{L}. \quad (44)$$

Теперь переходим от плоского зеркала P к зеркалу, имеющему ничтожно малую, но постоянную кривизну $\frac{1}{r}$. В этом случае нормаль CA к точке A займет новое направление C_1A, составив с прежним направлением ничтожно малый угол $\alpha = \angle CAC_1$; не трудно видеть, что:

$$\alpha = \frac{y_S}{r}. \quad (45)$$

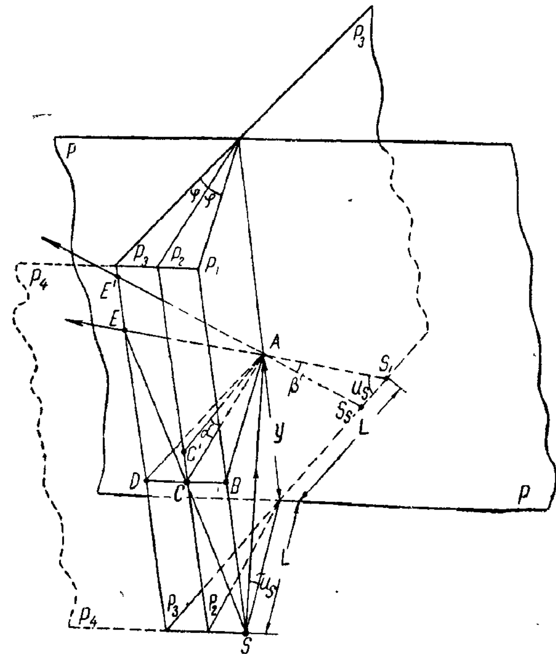


Рис. 10.

Отраженный луч расположится в направлении AE_1, причем мы делаем допущение, что точка E_1 практически не выходит из плоскости P_3, так как α ничтожно мал. При таком допущении:

$$E_1E = 2C_1C = 2AC\alpha \quad (46).$$

Таким образом фокус сагиттальных лучей зоны y_S перемещается из точки S_1 в точку S_S, а между направлениями AS_1 и AS_S образуется угол β, величину которого не трудно определить следующим образом из рис. 10:

$$\left.\begin{aligned} AB &= SO = L \\ AC &= AB\cos\varphi = L\cos\varphi \\ AE &= AS = \frac{L}{\cos u_S} \end{aligned}\right\} \quad (47)$$

После чего выражения (46) и (45) дают:

$$E_1E=\frac{2y_S L\cos\varphi}{r}. \tag{48}$$

Далее из $\triangle E_1EA$ определяем:

$$\beta=\frac{2L\,\mathrm{tg}\,u_S}{\frac{r}{\cos\varphi\cos^2 u_S}+2L\,\mathrm{tg}^2 u_S}. \tag{49}$$

Подставляя $\mathrm{tg}\,u_S$ из выражение (44), определяем β в новом виде:

$$\beta=\frac{2y_S\cos\varphi\cos^2 u_S}{r}. \tag{50}$$

И, наконец, из $\triangle AS_1S_S$ определяем интересующую нас величину смещения фокуса сагиттальных лучей S_SS_1 для зоны y:

$$S_SS_1\cong-\frac{2L^2}{\frac{r}{\cos\varphi}+2L\cos^2 u_m}. \tag{51}$$

Теперь мы располагаем всем необходимым материалом, чтобы дать допуск на кривизну первоклассного плоского зеркала типа В.

Но прежде всего заметим, что почти во всех оптических приборах мы имеем дело с пучками, сечение которых плоскостью перпендикулярной оптической оси пучка, есть круг; иными словами, мы рассмотрим такие системы, в которых апертурный угол u есть величина постоянная для любых направлений сечения пучка.

Это и понятно, так как, с одной стороны, оптические детали, расположенные нормально к оси оптической системы и определяющие собою контуры проходящих через систему пучков (объективы, вогнутые зеркала), имеют круглую форму; с другой стороны, мы желаем иметь в приборах постоянную разрещающую силу для различных углов положения, т. е, круглые дифракционные кольца и ядро изображения, что опять-таки возможно лишь при соблюдении вышеуказанного условия.

Чтобы получить от плоского зеркала типа В круглый в сечении пучок, необходимо, чтобы меридианальный диаметр зеркала D_m был соответственно больше его сагиттального диаметра D_S.

Из рис. 8 мы имеем:

$$\left.\begin{aligned}D_m&=y_a+y_b\\ D_S&=aO+Ob\end{aligned}\right\} \tag{52}$$

Воспользовавшись выражением (31), находим:

$$D_m=\frac{D_S}{\cos\varphi\,(1-\mathrm{tg}^2\varphi\,\mathrm{tg}^2 u)}, \tag{53}$$

что при достаточно малых углах u и при не слишком больших углах φ обращается в:

$$D_m\cong\frac{D_S}{\cos\varphi}. \tag{54}$$

В соответствии с найденным отношением $\frac{D_S}{D_m}\cong\cos\varphi$, плоскому зеркалу может быть заранее придана овальная форма; однако этой формы ему могут и не придавать по соображениям технического характера, и тогда плоское зеркало, имея круглую форму, работает не по всему своему сагиттальному диаметру.

Теперь посмотрим, как будет деформирована волновая поверхность отраженного пучка кривизною $\frac{1}{r}$ плоского зеркала типа В.

Для этого на рис. 11 изобразим меридианальное и сагиттальное сечения отраженной волновой поверхности, а чтобы их одновременно представить на плоскости чертежа, повернем одно сечение относительно другого на 90°.

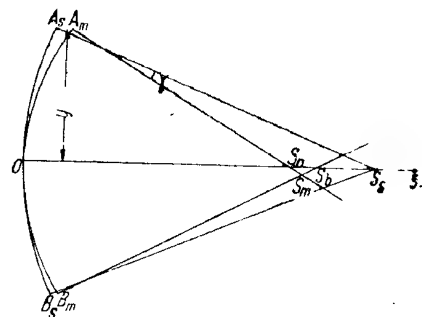


Рис. 11.

Здесь A_SOB_S—сагиттальное, а A_mOB_m — меридианальное сечения волновой поверхности отраженного пучка. В то время как кривая A_SOB_S вполне симметрична оси OS_1, — кривая A_mOB_m несимметрична оси.

Наибольшая деформация волновой поверхности, т. е. наибольшее расхождение наших двух кривых, равно отрезку A_SA_m, так как этот отрезок в силу несимметричности кривой A_mOB_m больше отрезка B_SB_m. Но чтобы все-таки система оставалась первоклассной, необходимо чтобы A_SA_m не превышало $0{,}1\lambda$.

Для того чтобы воспользоваться для нахождения отклонения двух сечений волновой поверхности на высоте зоны y знакомой уже нам формулой (выражение 16):

$$\left.\begin{aligned}dh_y&=\gamma dy\\ h_y&=\int_0^y\gamma dy,\end{aligned}\right\} \tag{55}$$

и

необходимо прежде всего определить угол γ.

Не допуская заметной ошибки, можно рассматривать угол γ как

разность двух весьма малых углов $2\alpha_a$ (выражение 33) и β (выражение 49). Поэтому:

$$\gamma \simeq \frac{2y_S}{r\cos\varphi(1-\operatorname{tg}\varphi\operatorname{tg}u)}\left[1-\frac{\cos^2\varphi\cos^2 u(1-\operatorname{tg}\varphi\operatorname{tg}u)}{1+\frac{2y_S}{r}\cos\varphi\sin u\cos u}\right], \qquad (56)$$

но так как величина $\frac{2y_S}{r}$, да еще умноженная на произведение правильных дробей, ничтожно мала по сравнению с 1, то выражение (56) можно переписать в следующем виде:

$$\gamma = \frac{2y_S}{r\cos\varphi}\left(\frac{1}{1-\operatorname{tg}\varphi\operatorname{tg}u}-\cos^2\varphi\cos^2 u\right) \qquad (57)$$

Вводя вместо $\operatorname{tg}u$ и $\cos^2 u$ их значения:

$$\left.\begin{aligned}\operatorname{tg}u &= \frac{y_S}{L}\\ \cos^2 u &= \frac{L^2}{L^2+y^2_S}=\frac{1}{1+\frac{y_S^2}{L^2}},\end{aligned}\right\} \qquad (58)$$

получаем, пренебрегая степенями $\frac{y}{L}$ выше первой:

$$\gamma \cong \frac{2y_S\operatorname{tg}\varphi}{r}\cdot\frac{\left(\sin\varphi+\cos\varphi\frac{y_S}{L}\right)}{\left(1-\operatorname{tg}\varphi\frac{y_S}{L}\right)}, \qquad (59)$$

что для малых u и не слишком больших φ дает нам:

$$\gamma \cong \frac{2y_S\sin\varphi}{r}\left[\operatorname{tg}\varphi+\frac{y}{L}(1+\operatorname{tg}^2\varphi)\right] \qquad (60)$$

Поэтому выражение (55) дает величину отклонения h_{y_S} для зоны y_S в следующем виде:

$$h_{y_S}=\frac{2\sin\varphi}{r}\left[\int_0^{y_S} y_S\operatorname{tg}\varphi\,dy_S+\int_0^{y_S}\frac{y_S^2}{L}(1+\operatorname{tg}^2\varphi)\,dy_S\right]=$$

$$=\frac{2y_S^2\left(\frac{\sin^2\varphi}{2}+\frac{y_S\operatorname{tg}\varphi}{3L}\right)}{r\cos\varphi} \qquad (61)$$

Отклонение достигает наибольшего значения для внешней зоны пучка; при этом очевидно:

$$y_S=\frac{D_S}{2}. \qquad (62)$$

Так как в этом случае для первоклассной системы найденное отклонение не должно превышать $0{,}1\lambda$, то мы можем из двух последних выражений определить допустимую „первоклассную кривизну“ плоского зеркала типа В:

$$\frac{1}{r_{\min}}=\frac{0{,}4\lambda\cos\varphi}{D^2_S\left(\sin^2\varphi+\frac{D_S\operatorname{tg}\varphi}{3L}\right)}. \qquad (63)$$

Так как действующий меридиональный диаметр зеркала D_m всегда больше диаметра сагиттального, так как его величина приблизительно определяет собою поперечник зеркала и так как D_m и D_S связаны выражением (54), то следует выразить величину $\frac{1}{r_{\min}}$ не через D_S, а через D_m:

$$\frac{1}{r_{\min}}=\frac{0{,}4\lambda}{D^2_m\sin\varphi\cos\varphi\left(\sin\varphi+\frac{D_m}{3L}\right)}. \qquad (64)$$

Так как отклонение сферы с радиусом кривизны $r_{\min}$ от плоскости равно:

$$h_{\max}=\frac{D^2_m}{8r_{\min}},$$

то в нашем случае:

$$h_{\max}=\frac{0{,}05\lambda}{\sin\varphi\cos\varphi\left(\sin\varphi+\frac{D_m}{3L}\right)}, \qquad (65)$$

т. е. величина, не зависящая прямо от диаметра зеркала, а зависящая от угла наклона φ и от относительного отверстия $\frac{D_m}{L}$.

Так как относительное отверстие пучка есть $\frac{D_S}{L}$, а не $\frac{D_m}{L}$, то в выражении (65) производим замену D_m через D_S, а относительное отверстие пучка обозначаем через A:

$$A=\frac{D_S}{L}.$$

После этого выражение (65) принимает следующий вид:

$$h_{\max}=\frac{0{,}05\lambda}{\sin\varphi\left(\sin\varphi\cos\varphi+\frac{A}{3}\right)}. \qquad (66)$$

Если относительное отверстие пучка мало, то вторым членом знаменателя можно пренебречь, и тогда:

$$h_{\max}=\frac{0{,}05\lambda}{\sin^2\varphi\cos\varphi} \qquad (67)$$

Последняя функция проходит через минимум при $\varphi\cong 55°$ и

в этом случае следует наиболее строго выполнить у зеркала плоскую форму.

Но и в этом случае отклонение поверхности зеркала от плоскости в силу его общей кривизны оказывается не $0{,}05\lambda$, как считалось прежде, а величиною в 2,5 раза большей:

$$h_{55^\circ} \cong 0{,}13\,\lambda. \tag{68}$$

Пользуясь выражением (66), дадим следующую таблицу 2 допустимых для первоклассных плоскостей отклонений от плоскости за счет общей кривизны этих плоскостей; таблицу составим для различных углов наклона φ и различных относительных отверстий пучков A:

ТАБЛИЦА 2

$h_{max} = f(\varphi, A)$

A \ φ	5°	10°	30°	45°	55°	70°	85°
1 : ∞	6,6 λ	1,7 λ	0,23 λ	0,14 λ	0,13 λ	0,17 λ	0,58 λ
1 : 10	4,8 λ	1,4 λ	0,21 λ	0,13 λ	0,12 λ	0,15 λ	0,42 λ
1 : 5	3,7 λ	1,2 λ	0,20 λ	0,12 λ	0,11 λ	0,14 λ	0,33 λ
1 : 2,5	2,6 λ	0,94 λ	0,18 λ	0,11 λ	0,10 λ	0,12 λ	0,23 λ

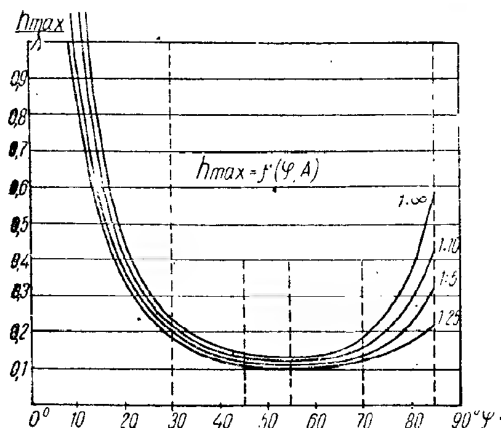


Рис. 12.

Результаты этой таблицы изображаем в виде кривых допустимых отклонений для различных относительных отверстий пучка (рис. 12).

Первая строчка таблицы и верхняя кривая рис. 12 соответствуют очевидно случаю параллельного падающего пучка; но и в случае чудовищно высокой светосилы системы ($A = 1:2{,}5$) точность изготовления первоклассной плоскости не многим превышает таковую же для наиболее благоприятного случая параллельного пучка.

Этих приближенных выводов вполне достаточно, чтобы вывести допуски на сферичность таких плоскостей, как диагональные зеркала рефлекторов, целлостатные зеркала астрономических установок и инструментов, концевые зеркальные отражатели дальномеров и т. д. С учетом преломления отсюда можно перейти и к отражающим граням призм полного внутреннего отражения.

Чтобы закончить настоящую главу, следует еще вывести допуск на зональные и местные ошибки наклоненных к оси плоских зеркал подобно тому, как мы это делали в предыдущей главе для плоскостей типа А.

Пусть плоская волна $I-I$ (рис. 13) падает под углом φ на плоскость MN, имеющую местную ошибку в виде ямки ADE, глубина которой $DO = h$.

Отраженная волна $II-II$ приобретет в силу такой ошибки местную впадину $EB'A'$, глубину которой $B'B''$ назовем через h'_φ.

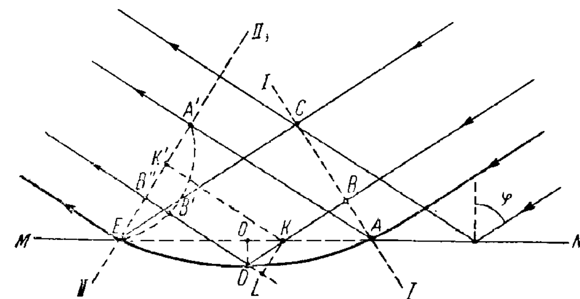


Рис. 13.

Из рис. 13 не трудно найти величину этой деформации волны.

Действительно:

$$BK + KK' = BK + KD + DB', \tag{69}$$

но:

$$KD = \frac{h}{\cos\varphi} \tag{70}$$

и:

$$\left.\begin{aligned} DB' &= KK' - h'_\varphi - DL \\ DL &= -KD\cos 2\varphi, \end{aligned}\right\} \tag{71}$$

откуда:

$$h'_\varphi = 2h\cos\varphi. \tag{72}$$

Так как в первоклассной системе деформация волновой поверхности не должна превышать $0{,}1\,\lambda$, то допуск на местные ошибки первоклассного плоского зеркала может быть дан в виде:

$$h_{max} \leqslant \frac{0{,}05\,\lambda}{\cos\varphi}. \tag{73}$$

Теперь мы имеем возможность задавать допуски как на общую сферичность, так и на местные ошибки первоклассных плоских

зеркал и знаем, что эти допуски весьма различны в зависимости от значения угла φ.

По мере увеличения угла наклона φ от 0° допуск на общую кривизну становится все строже и строже, достигая минимальной величины, близкой к $0{,}10 - 0{,}13\lambda$, для $\varphi = 55°$, после чего величина допуска снова увеличивается.

В это же время допуск на зональные и местные ошибки растет с увеличением угла φ, достигая весьма больших значений при углах наклона близких к 90°.

Скверная в смысле зональных ошибок плоскость может создавать хорошие изображения, если ее достаточно сильно наклонить к падающему пучку; поэтому, чтобы не потерять заметно в чувствительности, мы в описываемом далее методе Коммона не будем злоупотреблять слишком большими углами наклона.

В заключение отметим, что наиболее точной плоскостью, употребляемой в астрономических инструментах, является подвижное целлостатное зеркало: так как оно предназначено принимать любые наклоны от φ близкого к нулю до $\varphi = 55°$ и более, то допуски в нем должны быть наиболее строгими как на сферичность, так и на местные и зональные ошибки.

4. МЕТОД ПЛОСКОЙ ПРОБЫ

Этот метод прежде всего предполагает наличие плоской пробы, естественной или искусственной.

Пользуясь такой пробой мы должны быть уверены, что она свободна от ошибок в пределах соответственных допусков, иными словами, даже в случае готовой пробы встает наизбежно вопрос об исследовании формы ее поверхности, т. е. предполагается некоторый дополнительный метод контроля пробы.

Диаметр D_0 плоской пробы желательно брать равным диаметру D исследуемой плоскости, в противном случае чувствительность исследования может оказаться недостаточно высокой, так как при $D_0 < D$ наблюдаемая под пробу ошибка кривизны h' оказывается значительно меньше полной ошибки кривизны h всего исследуемого зеркала. Эти величины связаны следующим уравнением:

$$h' = h\left(\frac{D_0}{D}\right)^2. \tag{74}$$

Кроме того, при $D_0 < D$ мы лишаемся возможности одновременного и полного исследования всей поверхности зеркала, в силу чего многие местные ошибки могут оказаться незамеченными.

Из сказанного следует, что для исследования оптической плоскости мы должны приготовить плоскую пробу приблизительно того же диаметра, что и испытуемое зеркало; причем

ошибки этой пробы должны быть нам известны с точностью по крайней мере вдвое большей величины допуска исследуемой плоскости.

Поэтому особенно заманчивой представляется возможность воспроизведения искусственных плоских проб, выполненных в виде горизонтального уровня жидкости.

Есть две возможности исследования плоскости под жидкую пробу: первая — погрузить зеркало под жидкость и установочными винтами привести поверхность жидкости и зеркала в положение близкое к параллельному; вторая — опустить зеркало над уровнем жидкости и привести его поверхность в такое же положение относительно поверхности жидкости.

Второй способ применим к сравнительно малым поверхностям, так как в случае больших зеркал мы неизбежно встретимся с прогибами подвешенных за край зеркал в силу их собственного веса, причем величина прогиба, в точности нам неизвестная, может оказаться больше допустимых ошибок исследуемой плоскости.

В обоих способах нужно создать весьма тонкие прослойки между поверхностями жидкости и зеркала, а для наблюдения полос интерференции пользоваться монохроматическим освещением.

При весьма тонких слоях жидкости (в первом случае) или воздуха (во втором случае) могут заметно проявиться молекулярные силы, которые могут как-то деформировать горизонтальную поверхность жидкости.

Далее необходимо создать совершенно исключительную обстановку, гарантирующую нас от возникновения на поверхности жидкости волн, высота гребней которых превосходит наш допуск, измеряемый сотыми долями световой волны.

Деформации поверхности жидкости могут происходить не только от сотрясений установки, но и от температурных градиентов, вызывающих выпучивание жидкой тонкой пленки в тех местах, где плотность жидкости меньшая (первый способ). Кроме того непостоянство температуры приводит к непостоянству показателя преломления этого слоя, что при достаточной все же толщине слоя в свою очередь может заметно искажать наблюдаемую интерференционную картину.

Тем не менее естественная плоская проба является настолько заманчивой, что мы собираемся в ближайшее время поставить исследовательскую работу с целью выяснения влияния на результаты исследования всех вышеперечисленных факторов, а также вязкости и летучести жидкости, условий отстойки, выбора наивыгоднейших коэффициентов отражения жидкости и зеркальной поверхности и т. д. Для контроля этих исследований мы предполагаем применить описываемый далее метод Коммона.

При устранении всех перечисленных выше трудностей мы

все же должны будем считаться с тем фактом, что горизонтальная поверхность не есть плоскость, но сфера с радиусом кривизны около 6400 *км* (радиус кривизны земного шара), а потому она является первоклассной в смысле кривизны плоскостью лишь до того диаметра, при котором стрелка сферы не превышает $0{,}13\lambda - 0{,}10\lambda$ (см. таблицу 2).

Если же мы к эталонной плоскости захотим предъявить в два раза более строгие требования, нежели к плоскости исследуемой, то окажется, что горизонтальная поверхность жидкости на поверхности нашего земного шара является первоклассной плоской пробой при диаметре поверхности лишь немногим большем 1 *м* (при $\lambda = 550$ $m\mu$). При исследовании плоских зеркал большего диаметра пришлось бы учитывать кривизну плоской естественной пробы.

Теперь остается сказать о методах изготовления и исследования искусственной пробы, откуда станет понятным и самый способ изготовления и исследования плоских зеркал.

Известно, что из всевозможных поверхностей только три плоскости, при произвольном наложении первой на вторую, второй на третью и третьей на первую, совмещаются всеми своими точками.

Поэтому, притирая в такой последовательности три стекла друг к другу, мы через известное время должны получить три поверхности достаточно близкие к плоскостям. Если не учитывать температурных влияний, то можно было бы определить порядок ошибок плоскостей, пришлифованных таким образом, и показать, что он близок к размерам зерен шлифующего материала.

Отсюда, если закончить шлифовку на очень тонком наджаке, или на окиси аллюминия, или, наконец, на окиси хрома, то в результате такой шлифовки, законченной по всей поверхности каждого из трех зеркал, мы получаем три плоскости с весьма и весьма малыми ошибками.

После этого мы полируем поверхности, и здесь обычная полировка крокусом на смоле может скорее испортить нежели исправить полученную шлифовкой плоскость, так как при полировке сильно возрастают температурные градиенты, деформирующие поверхность после ее отстойки.

Иными словами, нельзя вести полировки бесконтрольно, но необходимо постоянно исследовать каждую из полируемых поверхностей и в соответствии с наблюдаемыми ошибками принимать общеупотребительные в оптическом производстве меры для уменьшения этих ошибок.

Исследование производится путем наложения первой поверхности на вторую, второй на третью и третьей снова на первую; при этом мы наблюдаем полосы интерференции, форма которых говорит нам об отклонении одной поверхности от другой. Освещение лучше производить монохроматическим светом, а если

его нет, то обычным белым светом, помещая при этом возле глаза светофильтр, например зеленый.

Наблюдаемые нами полосы интерференции представляют собой геометрические места точек, для которых длина двойного пробега луча в воздушной прослойке между двумя сложенными поверхностями есть величина постоянная для каждой полосы интерференции.

Каждая следующая полоса возникает в тех точках, для которых длина двойного воздушного пробега между поверхностями на одну длину волны (λ) больше или меньше, нежели для полосы предыдущей. Поэтому, если наблюдать полосы в направлении перпендикулярном к исследуемым поверхностям, то каждая последующая полоса будет соответствовать точкам исследуемых поверхностей, отклоняющимся на половину волны $\left(\frac{\lambda}{2}\right)$ больше

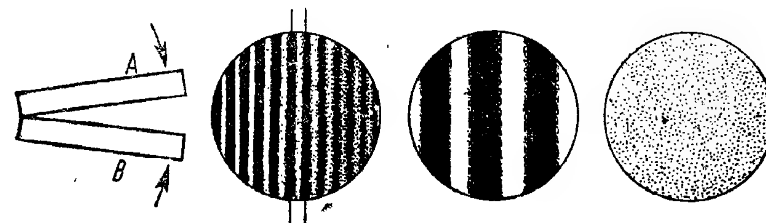


Рис. 14.

или меньше, нежели точки, соответствующие предыдущей полосе.

По мере увеличения разности хода двух интерферирующих лучей, т. е. по мере увеличения толщины воздушной прослойки между сложенными поверхностями, полосы интерференции становятся все менее и менее заметными и, наконец, при достаточной толщине воздушной прослойки исчезают вовсе. Чем ближе источник света к идеальному монохроматическому, тем большую разность хода, т. е. толщину воздушной прослойки, можно допускать и тем большее число полос можно наблюдать.

Так, при обычном нефильтрованном свете мы наблюдаем не более 7—8 полос интерференции, что соответствует максимальной толщине воздушной прослойки между стеклами $d \cong 2$ μ; рубиновое стекло Изос'а (Изюмский завод оптического стекла) раздвигает этот предел до $d \cong 9$ μ; наконец, при ртутной дуге и зеленом светофильтре нам удавалось удалить стекла на расстояние $d > 500$ μ и тем не менее вполне отчетливо наблюдать полосы интерференции.

Допустим, что мы сложили две идеально плоские поверхности *A* и *B* (рис. 14), так, что между ними образовался воздушный клин, который мы начинаем выбирать в направлении стрелок до тех пор, пока поверхности не станут параллельными

ГОС. ПУБЛИЧНАЯ БИБЛИОТЕКА Ленинград

одна другой. В этом случае мы будем наблюдать интерференционную картину в виде прямых равноотстоящих одна от другой полос, густота которых по мере уменьшения клина будет уменьшаться, пока в пределе не получится монотонно освещенной поверхности.

Допустим, что поверхность A — плоская, тогда как поверхность B — выпуклая (рис. 15) или вогнутая (рис. 16), при чем ни зональных ни местных ошибок эти сферические поверхности не имеют.

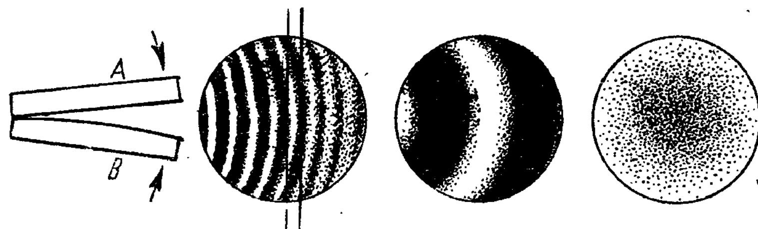


Рис. 15.

В обоих случаях независимо от густоты полос стрелка прогиба полосы, проходящей через весь диаметр зеркала, равна приблизительно $\frac{3}{4}$ расстояния между полосами, т. е. мы имеем здесь случай плоскости, ошибка которой в силу сферичности приблизительно равна $\frac{3}{4}$ полосы (или $\frac{3}{4}$ кольца).

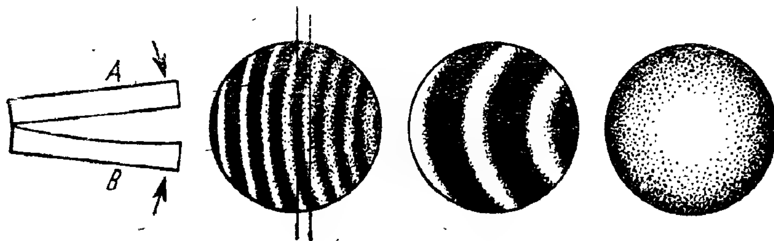


Рис. 16.

Отсюда не трудно вывести и радиус кривизны сферы: пусть в общем виде стрелка центральной полосы равна n полос (расстояний между полосами), тогда стрелка сферы равна $\frac{\lambda n}{2}$ и радиус кривизны:

$$r = \frac{D^2}{4\lambda n}, \qquad (75)$$

где D — диаметр исследуемого плоского зеркала, покрытый плоской пробой, λ — длина волны освещающих лучей.

Допустим теперь, что плоскость B обладает завалом на краю и центральной ямкой; этот случай с последовательностью интерференционных картин изображен на рис. 17, не требующем дополнительных объяснений.

До сих пор мы рассматривали случаи, в которых проба A являлась идеальной плоскостью.

Переходим к случаю трех поверхностей не вполне плоских, но имеющих некоторые ошибки.

При наложении первой поверхности на вторую, второй на третью и третьей на первую мы наблюдаем и измеряем по интерференционной картине некоторые взаимные отклонения поверхностей или суммы их ошибок, которые соответственно назовем через Δ_2^1, Δ_3^2 и Δ_1^3.

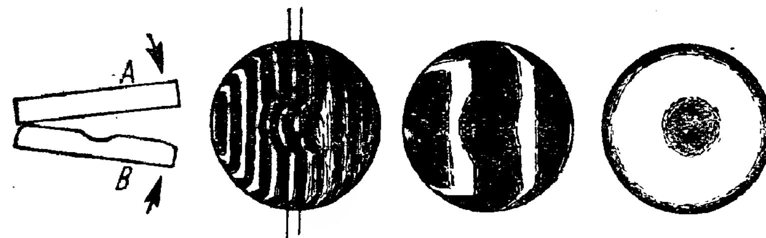


Рис. 17.

Измерения этих ошибок для некоторых избранных точек поверхности зеркал достаточно, чтобы определить истинные ошибки или отклонения от плоскости наших поверхностей для тех же их точек.

Обозначив абсолютные ошибки поверхностей, т. е. их отклонения от плоскости через Δ_1°, Δ_2° и Δ_3°, мы определяем их по трем взаимным отклонениям или ошибкам поверхностей в следующем виде:

$$\left.\begin{aligned} \Delta_1^\circ &= \frac{\Delta_2^1 + \Delta_1^3 - \Delta_3^2}{2} \\ \Delta_2^\circ &= \frac{\Delta_2^1 + \Delta_3^2 - \Delta_1^3}{2} \\ \Delta_3^\circ &= \frac{\Delta_1^3 + \Delta_3^2 - \Delta_2^1}{2} \end{aligned}\right\} \qquad (76)$$

Чтобы измерить ошибки Δ_i° с достаточной точностью, необходимо иметь форму поверхности каждого из трех зеркал достаточно близкой к плоскости. Иными словами, изготовляя одно первоклассное зеркало или одну плоскую пробу по методу трех плоскостей, мы поневоле вынуждены приготовить достаточно хорошими и две другие поверхности, — в противном случае мы

не сможем оценить ошибок основного зеркала с необходимой точностью.

Таким образом при изготовлении плоскости по методу трех зеркал задача осложняется почти в три раза, так как мастеру путем постепенных приближений приходится исправлять каждое из трех зеркал, поочередно складывая их друг с другом и наблюдая их ошибки.

У мастера нет возможности уверенного и независимого исправления ошибок одной избранной им поверхности, и в этом состоит первый основной недостаток метода трех зеркал, делающий его слишком длительным, а следовательно и дорогим.

Далее, желая изготовить одно плоское зеркало, мы вынуждены затратить стеклянные заготовки, абразивные материалы и электроэнергию на три зеркала. Если в заводских и лабораторных условиях при изготовлении небольших плоскостей можно не считаться с этими накладными расходами, а попутное получение еще двух плоскостей можно только приветствовать, так как, во — первых, они необходимы в будущем для контроля

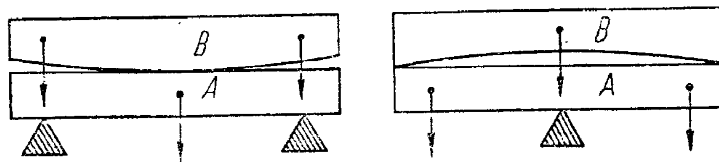


Рис. 18.

основной плоскости и, во-вторых, всегда найдут себе полезное применение, — то в случае изготовления большого астрономического плоского зеркала подобный непроизводительный и значительный расход ни в какой степени не может себя оправдать: уж слишком мала вероятность возможности использования двух остающихся зеркал, так как задания на крупную астрономическую оптику, индивидуальные по своему характеру, редко бывают однотипными, а перекраивать на новый формат готовое плоское зеркало не рекомендуется: после такой перекройки от прежней плоской поверхности, деформированной освободившимися натяжениями стекла, остается часто одно приятное воспоминание.

Далее при наложении одной поверхности на другую мы должны считаться с возможностью прогибов под действием собственного веса как пробы, так и испытуемой поверхности.

Рис. 18 поясняет сказанное, и в результате прогибов наблюденные ошибки всегда оказываются меньше истинных.

Пока диаметры зеркал малы, а относительные толщины велики, эти деформации практически равны нулю и мы с ними не считаемся.

Но вспомнив ничтожно малую величину нашего допуска, мы

легко представим, что не только большие, но даже средние зеркала могут прогибаться под действием собственного веса на величины бо́льшие нашего допуска; не трудно также представить себе такое достаточно большое и достаточно тонкое стекло, которое при любых ошибках своей поверхности уляжется, как лист бумаги, всеми своими точками на любой неплоской поверхности.

Было бы значительно выгоднее вместо накладывания ставить исследуемые плоскости на ребро, равномерно разгружая их по полуокружности и сближая их должным образом, наблюдать появляющуюся при этом интерференционную картину: последняя была бы значительно меньше искажена гнутием зеркал.

Далее, при наложении стекла на стекло мы постоянно рискуем исцарапать их поверхности и риск этот возрастает в увеличением размеров зеркала.

Действительно, вероятность попадания царапающего зерна пропорциональна квадрату диаметра зеркала, давление на одиночное зерно пропорционально кубу диаметра зеркал при заданной его относительной толщине, давление стекла на стекло пропорционально первой степени диаметра зеркала при той же его относительной толщине. Наконец большую поверхность труднее и дольше изготовить, нежели поверхность малую, а потому при увеличении диаметра зеркала, неизбежно и значительно возрастает число необходимых исследований, а вместе с тем и число наложений, при каждом из которых мы можем ожидать появления царапин.

И в этом смысле выгоднее располагать зеркала вертикально разгрузив их по ребру; между поверхностями можно создать воздушную прослойку порядка нескольких десятых долей миллиметра, считая, что попадание столь крупных царапающих зерен уж вовсе не реально, да если против ожидания такое зерно и попадет между поверхностями, то оно там не удержится, а упадет вниз; в качестве источника света следует применить какой нибудь монохроматический источник, например ртутную дугу с зеленым фильтром; освещающий поверхности пучок желательно сделать по возможности близким к параллельному; установку поверхностей на параллельность можно осуществить хотя бы с помощью трех тонких прокладок равной толщины и трех винтов и опорных точек против них, сжимающих слегка зеркала со стороны их тыльных поверхностей и тем самым выравнивающих небольшое неравенство толщин прокладок.

Далее, накладывая пробу на зеркало, мы создаем для его поверхностного слоя, нагретого полировкой, отличную тепловую изоляцию. В первое время происходит теплоотдача от зеркала к пробе, в силу чего сперва деформируется поверхность пробы; проходит весьма длительное время отстойки, после чего наступает температурное равновесие, и поверхности обнаруживают

свою действительную форму. В этом случае выравнивание температур должно итти через всю толщину обоих стекол, так как наибольшие градиенты температуры оказались заключенными между двух сложенных вместе стекол. Вертикальное положение зеркал, раздвинутых на десятые доли миллиметра, вряд ли заметно облегчает положение, так как при больших диаметрах зеркал и при столь малой все же толщине прослойки теплоотдача за счет конвекции будет в сильной степени затруднена.

Наконец метод плоской пробы применим лишь для исследования зеркал стеклянных, у которых кроме того задняя поверхность просветлена полировкой. Применяя метод трех плоскостей, мы обязаны иметь по крайней мере две из них стеклянные и прозрачные. А такое требование лишает нас возможности исследовать, например, плоские сотовые зеркала, для которых наложение массивной пробы является более чем нежелательным. Да и есть ли смысл готовить две массивные плоскости для исследования одного сотового зеркала, если сотовые зеркала вызваны к жизни именно стремлением расширить границы полезного применения больших зеркал и побороть технические трудности их изготовления? В этом смысле даже переход от горизонтального наложения к вертикальному сближению двух поверхностей не спасает положения.

Резюмируя все вышесказанное, приходится дать отрицательную оценку методу плоской пробы, считать этот метод удовлетворительным лишь для исследования сравнительно малых плоскостей при достаточной их относительной толщине и удивляться, почему другой метод исследования плоскостей — метод Коммона — до сих пор не получил должного распространения в заводской практике.

Правда, что с этим методом еще мало знакомы, его нужно популяризировать, мастерам необходимо несколько переквалифицироваться, следует, наконец, договориться о простых способах количественной оценки поверхности, исследованной методом Коммона.

Быть может не во всех случаях контрольного испытания следует применять метод Коммона, но для рабочего испытания этот метод во всяком случае должен найти весьма и весьма широкую область применения.

Для исследования же больших плоскостей единственно рациональным является метод Коммона.

5. МЕТОД КОММОНА [1]

Во второй половине прошлого столетия известный астроном и оптик — любитель Коммон (Common) предложил свой замечательный метод исследования плоских поверхностей.

[1] Month. Not., 48, p. 106.

Следует сказать, что на сегодняшний день принцип Коммона является единственной рациональной схемой исследования больших точных плоскостей астрономического типа.

Принцип метода Коммона основан на известном уже нам свойстве плоских поверхностей обнаруживать заметный астигматизм в наклонных пучках при ничтожно малой общей кривизне поверхности. Если бы нам удалось осуществить отражение сходящегося гомоцентрического наклонного пучка от испытуемой плоской поверхности, мы бы получили возможность определить по измеренному астигматизму пучка общую кривизну зеркала.

Коммон поступил следующим образом (рис. 19): из светящейся точки S он направил на испытуемую плоскость A гомоцентрический расходящийся пучок, который после отражения от поверхности A образует мнимое изображение точки S в точке S_1'.

В случае отсутствия у зеркала A общей кривизны, зональных ошибок и астигматизма, расстояние $SO = OS_1' = L$, и отраженный от такого идеального плоского зеркала пучок остается по прежнему гомоцентричным.

Точка S_1' совпадает с центром кривизны вспомогательного вогнутого сферического зеркала B, форму поверхности которого будем на первых порах считать идеальной, а в дальнейшем увидим, как отделить ошибки зеркала B от ошибок зеркала A и как учесть их влияние.

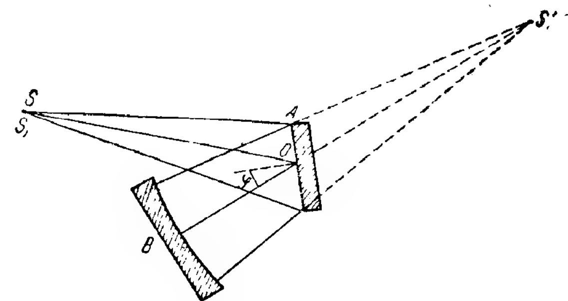


Рис. 19.

После отражения пучка от зеркала B и снова от зеркала A мы получаем изображение точки S в точке S_1, с нею совпадающей.

Небольшого расстройства установки достаточно для того, чтобы изображение S_1 несколько сдвинуть вбок относительно точки S и тем самым создать условия удобного наблюдения изображения S_1 с помощью окуляра или ножа Фуко. Впрочем можно осуществить и полное совпадение лучей, падающих и отраженных, с помощью кубиков [1] в тех случаях, когда относительное отверстие зеркала B выбрано чрезмерно большим, и мы рискуем ввести заметные аберрации, наблюдая при раздвинутых точках S и S_1 изображение на побочной оси зеркала B.

[1] Максутов. Теневые методы, Пробл. нов. физики, 1934, стр. 124.

свою действительную форму. В этом случае выравнивание температур должно итти через всю толщину обоих стекол, так как наибольшие градиенты температуры оказались заключенными между двух сложенных вместе стекол. Вертикальное положение зеркал, раздвинутых на десятые доли миллиметра, вряд ли заметно облегчает положение, так как при больших диаметрах зеркал и при столь малой все же толщине прослойки теплоотдача за счет конвекции будет в сильной степени затруднена.

Наконец метод плоской пробы применим лишь для исследования зеркал стеклянных, у которых кроме того задняя поверхность просветлена полировкой. Применяя метод трех плоскостей, мы обязаны иметь по крайней мере две из них стеклянные и прозрачные. А такое требование лишает нас возможности исследовать, например, плоские сотовые зеркала, для которых наложение массивной пробы является более чем нежелательным. Да и есть ли смысл готовить две массивные плоскости для исследования одного сотового зеркала, если сотовые зеркала вызваны к жизни именно стремлением расширить границы полезного применения больших зеркал и побороть технические трудности их изготовления? В этом смысле даже переход от горизонтального наложения к вертикальному сближению двух поверхностей не спасает положения.

Резюмируя все вышесказанное, приходится дать отрицательную оценку методу плоской пробы, считать этот метод удовлетворительным лишь для исследования сравнительно малых плоскостей при достаточной их относительной толщине и удивляться, почему другой метод исследования плоскостей — метод Коммона — до сих пор не получил должного распространения в заводской практике.

Правда, что с этим методом еще мало знакомы, его нужно популяризировать, мастерам необходимо несколько переквалифицироваться, следует, наконец, договориться о простых способах количественной оценки поверхности, исследованной методом Коммона.

Быть может не во всех случаях контрольного испытания следует применять метод Коммона, но для рабочего испытания этот метод во всяком случае должен найти весьма и весьма широкую область применения.

Для исследования же больших плоскостей единственно рациональным является метод Коммона.

5. МЕТОД КОММОНА [1]

Во второй половине прошлого столетия известный астроном и оптик — любитель Коммон (Common) предложил свой замечательный метод исследования плоских поверхностей.

[1] Month. Not., 48, p. 106.

Следует сказать, что на сегодняшний день принцип Коммона является единственной рациональной схемой исследования больших точных плоскостей астрономического типа.

Принцип метода Коммона основан на известном уже нам свойстве плоских поверхностей обнаруживать заметный астигматизм в наклонных пучках при ничтожно малой общей кривизне поверхности. Если бы нам удалось осуществить отражение сходящегося гомоцентрического наклонного пучка от испытуемой плоской поверхности, мы бы получили возможность определить по измеренному астигматизму пучка общую кривизну зеркала.

Коммон поступил следующим образом (рис. 19): из светящейся точки S он направил на испытуемую плоскость A гомоцентрический расходящийся пучок, который после отражения от поверхности A образует мнимое изображение точки S в точке S_1'.

В случае отсутствия у зеркала A общей кривизны, зональных ошибок и астигматизма, расстояние $SO = OS_1' = L$, и отраженный от такого идеального плоского зеркала пучок остается по прежнему гомоцентричным.

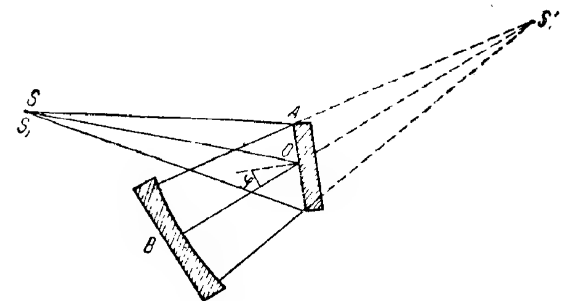


Рис. 19.

Точка S_1' совпадает с центром кривизны вспомогательного вогнутого сферического зеркала B, форму поверхности которого будем на первых порах считать идеальной, а в дальнейшем увидим, как отделить ошибки зеркала B от ошибок зеркала A и как учесть их влияние.

После отражения пучка от зеркала B и снова от зеркала A мы получаем изображение точки S в точке S_1, с нею совпадающей.

Небольшого расстройства установки достаточно для того, чтобы изображение S_1 несколько сдвинуть вбок относительно точки S и тем самым создать условия удобного наблюдения изображения S_1 с помощью окуляра или ножа Фуко. Впрочем можно осуществить и полное совпадение лучей, падающих и отраженных, с помощью кубиков [1] в тех случаях, когда относительное отверстие зеркала B выбрано чрезмерно большим, и мы рискуем ввести заметные аберрации, наблюдая при раздвинутых точках S и S_1 изображение на побочной оси зеркала B.

[1] Максутов. Теневые методы, Пробл. нов. физики, 1934, стр. 124.

В схеме Коммона происходит трехкратное отражение света от двух зеркал, и если они не посеребрены, то мы используем всего лишь около $\frac{1}{8000}$ доли потока, упавшего из светящейся точки на зеркало A. При рабочих исследованиях серебрение поверхности зеркала A оказывается совершенно недопустимой затратой времени и труда, так как это зеркало пришлось бы десятки раз в день серебрить, исследовать, смывать серебряный слой, снова полировать, снова серебрить и т. д. Но я бы сказал, что ни в каком случае не следует серебрить и поверхности зеркала B, так как слой серебра, во-первых, не всегда равномерен по толщине и, во-вторых, его коэффициент отражения, особенно для коротких волн, быстро падает с течением времени и при том неравномерно по всей поверхности, создавая пятнистую картину, приводящую нас часто к превратным заключениям об истинной форме поверхности зеркала A.

Когда у нас будет налажено алюминирование больших поверхностей, можно будет покрывать поверхность зеркала B

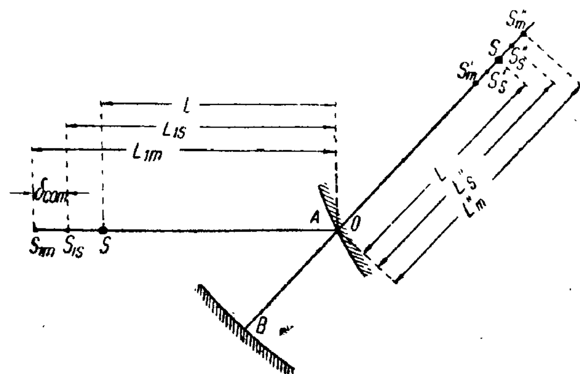


Рис. 20.

стойким алюминиевым слоем, а в равномерности его толщины убеждаться путем дополнительного исследования алюминированной поверхности зеркала B.

Пока же мы должны считаться с огромными потерями света в методе Коммона и не усугублять их введением вспомогательных кубиков, вносящих кроме того рефлексы недопустимой яркости; вместо них проще предусмотреть зеркало B с достаточно большим относительным радиусом кривизны, например $R:D = 10$ и более; точки S и S_1 раздвигаются при этом на возможно меньшую величину; значение угла φ для падающего и отраженного пучка остается практически неизменным; астигматизм и кома в наклонных для зеркала B пучках не проявляют себя заметным образом, и, наконец, падающие на зеркало A лучи вторично от него отражаются практически в одних и тех же точках, а потому ошибки поверхности зеркала A наблюдаются в дважды подчеркнутом виде, т. е. при удвоенной чувствительности.

Теперь допустим, что поверхность зеркала A имеет некоторую общую кривизну $\frac{1}{r}$. В этом случае (рис. 20) изображение точки S перемещается из точки S' для меридианальных лучей в точку S_m', а для лучей сагиттальных — в точку S_s', и мы легко находим из выражения (43) и выражения (51) при $L \ll r$ приближенное значение продольного астигматизма $S_s'S_m'$ в следующем виде:

$$S_s'S_m' \cong -\frac{2L^2 \sin^2 \varphi}{r \cos \varphi}. \tag{77}$$

Меридианальный и сагиттальный пучки после отражения от зеркала B устремляются соответственно к точкам S_m'' и S_s'', причем в первом приближении, на которое мы имеем полное право при ничтожно малой кривизне $\frac{1}{r}$ и при соответственной малости смещения точек S_m' и S_s' с центра кривизны S' зеркала B:

$$S_m''S_s'' = -S'_mS'_s \cong \frac{2L^2 \sin^2 \varphi}{r \cos \varphi} \tag{78}$$

Далее происходит вторичное отражение от зеркала A негомоцентрического (астигматичного) пучка, причем сопряженные расстояния сагиттальных лучей L_s'' и меридианальных лучей L_m'' равны:

$$\left.\begin{aligned} L_s'' &= L + S'S''_s \\ L_m'' &= L + S'S''_s + \frac{2L^2 \sin^2 \varphi}{r \cos \varphi} \end{aligned}\right\} \tag{79}$$

Согласно тех же выражений (51) и (43) находим S_{1m} и S_{1s} схемы Коммона, называя расстояния этих фокусов от точки 0 через L_{1m} а L_{1s}:

$$\left.\begin{aligned} L_{1m} &= L_m'' + \frac{2L''^2_m}{r \cos \varphi} \cong L + S'S_s'' + \frac{2L^2}{r \cos \varphi}(1 + \sin^2 \varphi) \\ L_{1s} &= L_s'' + \frac{2L''^2_s \cos \varphi}{r} \cong L + S'S_s'' + \frac{2L^2 \cos \varphi}{r} \end{aligned}\right\} \tag{80}$$

Отсюда продольный астигматиз пучка, сходящегося в фокусе схемы Коммона, т. е. расстояние между точками S_{1m} и S_{1s}, которое мы позволим себе назвать *аберрацией схемы Коммона*

и обозначить через δ_{com}, равно разности L_{1m} и L_{1s} (выражение 80):

$$\delta_{com} = L_{1m} - L_{1s} = \frac{4L^2 \sin^2 \varphi}{r \cos \varphi} = [-2S_s'S_m']. \qquad (81)$$

Мы не можем точно измерить величин L_{1m} и L_{1s}, так как мы не можем расположить точки S на расстоянии $SO + OB$, в точности равном радиусу кривизны зеркала B.

Но, как мы видим, такой установки нам делать и не придется, так как метод Коммона позволяет измерять не самые величины L_{1m} и L_{1s}, а их разность δ_{com}, а это дает нам возможность не заботиться о точном пространственном расположении светящейся точки S, которая теперь может находиться лишь приблизительно в одной плоскости с точками S_{1m} и S_{1s} в связи с ничтожно малым значением величины δ_{com} по сравнению с L.

В случае зеркала A выпуклой формы $\left(\frac{1}{r} > 0\right)$, аберрация Коммона δ_{com} имеет положительное значение, т. е. фокус меридианальных лучей оказывается вынесенным от зеркала дальше фокуса сагиттальных лучей, и наоборот.

Схема Коммона позволяет нам исследовать плоское зеркало не только в отношении его общей кривизны, но и в отношении зональных ошибок.

Вооружимся окуляром и, перемещая глаз вдоль оптической оси SO схемы Коммона (рис. 19 и 20), будем наблюдать внефокальные изображения искусственной звезды.

Если испытуемое зеркало A свободно от ошибок, то зафокальные и предфокальные изображения точки представятся нам равномерно засвеченными и подобными эллипсами в случае, когда зеркало A круглой формы; оси этих эллиптических изображений, представляющих собою сечение сходящегося гомоцентрического пучка, находятся приближенно в отношении $1 : \cos\varphi$ (выражения 54 и 53); фокальное изображение звезды представляется в этом случае в виде резкого диффракционного эллипса, окруженного диффракционными эллиптическими же кольцами.

На рис. 21 в первой строке представлены внефокальные и фокальное изображения точки для идеального плоского зеркала круглой формы, наклоненного на угол $\varphi \sim 45^\circ$ к оптической оси.

Наличие ничтожно малой общей кривизны зеркала A приводит к астигматичному пучку и таким образом нарушает подобие предфокальных и зафокальных изображений звезды. Строка вторая рис. 21 изображает постепенное изменение внефокальных фигур в случае положительной кривизны, т. е. выпуклой формы поверхности зеркала A; третья строка изображает то же для случая вогнутой формы поверхности зеркала A, т. е. отрицательной его кривизны.

Здесь мы не наблюдаем резкого фокального изображения

(столбец 3); в столбцах 2 и 4 представлены изображения точки в плоскостях фокусов сагиттальных или меридианальных лучей,— это наиболее резкие из возможных фокусировок окуляра, а расстояние между ними вдоль оси очевидно равно аберрации схемы Коммона — величине δ_{com}. Если окуляр установлен на суппорте измерительного прибора, то по передвижению микрометренного винта, необходимому для перехода от первой фокусировки ко второй, мы непосредственно определяем δ_{com}, а по ней и радиус кривизны r (выражение 81) и стрелку зеркала h:

$$h = \frac{D^2}{8r} = \frac{D^2 \cos\varphi}{32L^2 \sin^2\varphi} \cdot \delta_{com}. \qquad (82)$$

Найденную величину h сопоставляем с выражением (66) или выражением (67) или с допусками таблицы 2.

изображение звезды

предфокальн.		фокальн.	зафокальн.		кривизна
1	2	3	4	5	
					=0
					>0
					<0

Рис. 21.

Интересно выяснить порядок величины δ_{com} для первоклассных плоскостей типа B, для чего приравняем выражение (82) выражению (67) и отсюда определим δ_{com} в следующем виде:

$$\delta_{com} = \frac{1{,}6\,\lambda \sin^2\varphi}{\cos\varphi \cos\varphi_1 \sin^2\varphi_1} \left(\frac{L}{D}\right)^2. \qquad (83)$$

Приняв в частном случае $\lambda = 0{,}0005$ *мм*, $\varphi' = \varphi = 45^\circ$ и $\frac{L}{D} = 10$, находим для него:

$$\delta_{com} = 0{,}16 \text{ мм}. \qquad (84)$$

Столь малый астигматизм пучка в силу общей кривизны первоклассного плоского зеркала мы должны уловить с помощью

окуляра и измерить его с еще большей точностью, пользуясь микрометренным винтом суппорта измерительного прибора.

Для успешного исследования следует брать очень малые светящиеся точки не более 0,1 *мм* в диаметре и наблюдать с помощью сильного и свободного от астигматизма окуляра наилучшую фокусировку краев точечного изображения сперва по горизонтальному направлению (меридианальное сечение), а потом по вертикальному (сагиттальное сечение).

Вместо точки я иногда пользуюсь крестообразным световым отверстием, нацарапанным в виде двух очень тонких взаимно перпендикулярных штрихов на посеребренной стеклянной пластинке. Этот крест засвечивается сзади так же, как искусственная звезда; разность фокусировок на вертикальный и горизонтальный штрих очевидно равна δ_{com}.

Окуляр для наблюдения внефокальных изображений следует подбирать такой силы, при которой зрачок выхода окажется достаточно малым (0,5 — 0,7 *мм*), в противном случае астигматизм глаза, о котором часто может и не подозревать наблюдатель, приводит к ложному представлению о кривизне зеркала; кроме того ось

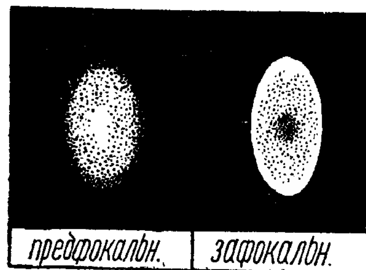




Рис. 22.

окуляра, хотя бы и очень хорошего по своим оптическим свойствам, должна быть достаточно параллельной оптической оси установки, а изображение звезды следует удерживать в центре поля зрения окуляра.

Все наши рассуждения применимы для случая, когда кривизна зеркала постоянна, т. е. когда на его поверхности практически отсутствуют зональные ошибки, или пока ошибка общей кривизны во много раз больше зональных ошибок.

Но реальное зеркало прежде всего не свободно от зональных ошибок. Эти ошибки нужно уметь наблюдать, чтобы мастер смог их исправить и довести до величины рассмотренных выше допусков (выражение 73).

Способ окуляра позволяет, правда весьма грубо, наблюдать и зональные ошибки, которые приводят к соответственным уплотнениям и ослаблениям яркости внефокальных фигур; лучше всего поясним это на примере плоского зеркала, имеющего завал на краю и небольшую ямку в центре (рис. 22), где в утрированном виде изображены эти зональные ошибки поверхности.

Предфокальный эллипс обнаружит в этом случае яркое центральное ядро и внешнюю каемку пониженной яркости; зафокальный эллипс представит собою негативное изображение эллипса предфокального с некоторым, правда, нарушением подобия контуров участков неравномерной яркости.

Способ окуляра очень хорош для обнаружения общей кривизны зеркала, но для точного исследования зональных и местных ошибок чувствительность этого способа слишком низка, чтобы можно было на нее полагаться при изготовлении ответственного плоского зеркала.

Поэтому я всегда соединяю способ окуляра с теневым методом исследования, так как первый приводит к быстрому и наглядному представлению об общей кривизне зеркала, а второй дает резко подчеркнутую картину его зональных ошибок [1].

Перекрывая в фокальной плоскости изображение звезды лезвием ножа (метод Фуко), мы наблюдаем глазом, расположенным сзади ножа, теневую картину зональных и местных ошибок поверхности зеркала.

Так как чувствительность метода Фуко максимальна для диаметра зеркала перпендикулярного к лезвию ножа и равна нулю для диаметра ему параллельного, то устанавливая лезвие ножа вертикально, мы наблюдаем особенно чувствительно ошибки зеркала по меридианальному диаметру и не улавливаем их вовсе по диаметру сагиттальному.

Здесь мы рискуем проглядеть маловероятные, но все же возможные, местные ошибки, расположенные вблизи вертикального диаметра зеркала; впрочем ничто не мешает нам либо провернуть вокруг оси испытуемое зеркало, либо провернуть лезвие ножа, чтобы освободиться от возможности проглядеть местную ошибку.

Зональные и местные ошибки различны по своему происхождению: первые возникают в результате неправильно подобранных движений при полировке, неравномерной подрезки смолы полировальника и непостоянства температуры для различных зон зеркала и полировальника во время полировки, — поэтому зональные ошибки расположены по концентричным кругам и достаточно постоянны для различных азимутов зеркала. Местные ошибки возникают, во-первых, при начале полировки остывшим и деформированным полировальником, когда отдельные выдающиеся его участки сразу же производят сравнительно глубокие зализы на поверхности стекла; во-вторых, при неравномерном вращении и движении стекла относительно полировальника; и, в третьих, при стягивании со стекла сильно подсохшего полировальника.

---

[1] Максутов. „Теневые методы“. Пробл. нов. физ., XXIII, 1934. Максутов. „Анаберрационные системы“. Труды ГОИ, вып. 86, 1932.

Зональные ошибки, как правило, всегда доминируют над местными ошибками; при автоматической полировке легче избежать местные ошибки, при ручной полировке легче управлять исправлением зональных ошибок и труднее избежать ошибки местные и астигматизм. В наших рассуждениях мы не предполагали возможности неравномерной разгрузки зеркала, лежащего на планшайбе станка во время полировки, а также возможных деформаций после отклейки, если зеркало было приклеено к планшайбе.

Теневая картина зональных ошибок зеркала, изображенного на рис. 22, представляется в виде теневого рельефа, как бы освещенного косыми лучами, падающими в направлении на лезвие ножа. Эту картину мы изобразили на рис. 23, указав стрелками направление движения лезвия ножа; эта картина несравненно контрастнее той, которую мы наблюдали во внефокальных эллипсах; кроме того она несимметрична относительно центра зеркала, но зато строго подобна ошибкам поверхности зеркала, наблюдаемой нами в перспективе под углом φ, — отсюда локализация ошибок поверхности по теневой картине оказывается уверенной и точной.

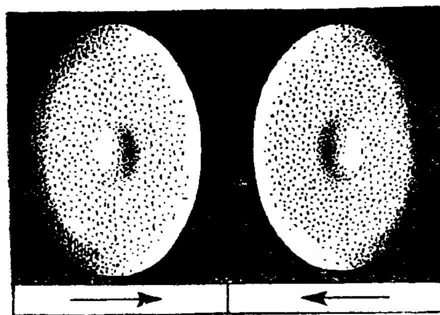


Рис. 23.

Метод ножа может быть применен и для измерения общей кривизны плоского зеркала; для этого необходимо предусмотреть при конструировании испытательного прибора точное вращение ножа вокруг оптической оси, и тогда, определяя положение фокуса меридиональных лучей при вертикальном ноже, а затем— фокуса сагиттальных лучей при горизонтальном ноже, мы по разности отсчетов микрометренного винта суппорта прибора находим величину δ_{com}.

При хорошо выполненном приборе для исследования, такое измерение будет значительно чувствительнее окулярного измерения и кроме того вполне свободным от особенностей глаза наблюдателя.

Здесь даже не придется считаться с аккомодацией глаза, в то время как в окулярном способе необходимо следить за постоянством аккомодации глаза во время двух фокусировок окуляра, для чего можно рекомендовать наблюдение изображений в окуляре правым глазом при открытом левом глазе, фиксированном на какой-нибудь удаленный предмет по соседству с зеркалом, например на его оправу.

Мы уже видели, в какой мере метод Коммона страдает потерями света; нам известно также, что при малых яркостях теневой картины контрастная чувствительность глаза мала, в результате чего чувствительность исследования сильно снижается [1].

Поэтому вполне естественной является замена светящейся точки щелью, устанавливаемой параллельно лезвию ножа.

Ширину щели, определяющую собою чувствительность исследования, следует брать достаточно малой (0,1 *мм* и меньше); высота щели для визуальных исследований наилучшая около 2—3 *мм*.

Но чтобы не лишать себя возможности применения окуляра при рабочем исследовании зеркала, я применяю в последнее время световые окна, в которых щель соединена с точкой, лежащей на продолжении щели; расстояние между точкой и границей щели порядка 1—2 *мм*, что позволяет наблюдать с помощью окуляра внефокальные изображения точки не перекрытые внефокальным изображением щели.

Чтобы сохранить за собою возможность определения с помощью ножа фокусов меридианального и сагиттального сечений пучка, т. е. чтобы применить метод ножа к исследованию не только зональных ошибок, но и общей кривизны зеркала, надлежит прорезать в световом окне две взаимно-перпендикулярные щели, а на продолжении одной из них нанести точечное отверстие. Для этого случая полезно устроить два взаимно перпендикулярные ножа так, чтобы их лезвия перемещались в одной плоскости. Такое световое окно с двумя щелями *1—1* и *2—2* и точкой *3* изображено на рис. 24.

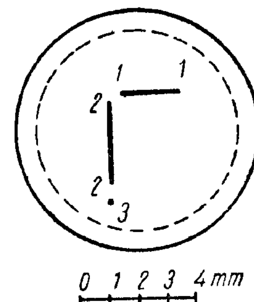


Рис. 24.

Возможны три способа изготовления окна:

1) приготовить фотографическим путем уменьшенную контрастную копию чертежа рис. 24, применив коллодионный способ, либо в крайнем случае диапозитивные пластинки с последующим усилением контрастности;

2) нанести штрихи и точку на покрытой густым серебряным слоем стеклянной пластинке;

3) выцарапать на тонкой (0,05—0,10 *мм*) фольге штрихи и проколоть точку.

Каждый из этих способов имеет свои недостатки и преимущества; в последнее время я обычно применяю третий способ.

На рис. 25 схематически изображены три положения двойного ножа: *a* — для фокусировки с помощью горизонтального ножа в сагиттальной плоскости сечения пучка, *b* — для фокусировки

[1] Д. Максутов. „Теневые методы". Пробл. нов. физ. XXIII, 1934.

с помощью вертикального ножа в меридианальной плоскости сечения пучка и *с* — для наблюдения внефокальных изображений точки с помощью окуляра.

Установка плоскости ножей перпендикулярно оптической оси схемы Коммона и, что особенно важно, параллельно плоскости светового окна, может быть произведена по способу автоколлимации, а также может быть предусмотрена соответствующей конструкцией прибора для исследований.

Количественное исследование ошибок плоского зеркала в схеме Коммона сводится к измерению δ_{ycom} для возможно большего числа зон *y*, для чего по двум взаимно перпендикулярным диаметрам зеркала, параллельным в то же время щелям и лезвиям

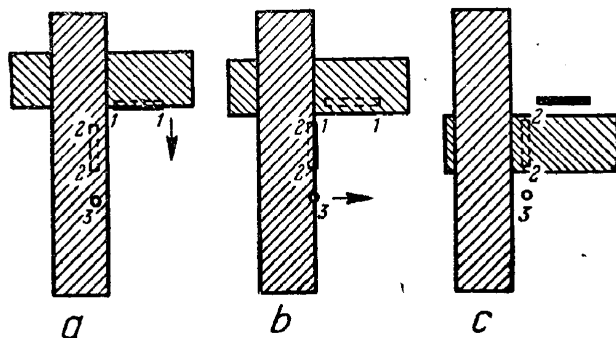


Рис. 25.

ножей, производится разбивка на некоторое произвольное число зон; такую разметку проще всего произвести тушью или жирным карандашом на поверхности плоского зеркала.

На рис. 26 изображена теневая картина рассмотренного ранее зеркала (рис. 22) и вместе с нею зональная разметка, служащая нам для ориентировки при фокусировке ножа на фокус избранной зоны; здесь *a* — теневая картина по меридианальному диаметру и *b* — теневая картина по диаметру сагиттальному.

Вычисление формы поверхности зеркала по измеренным значениям δ_{ycom} будет рассмотрено в следующей главе. Здесь же придется отметить, что количественное исследование формы поверхности только что описанным способом является мало надежным и к нему можно прибегать лишь в том случае, когда более удобного метода контрольного исследования нет под руками.

До сих пор мы предполагали, что вспомогательное сферическое зеркало *B* (рис. 19) свободно от каких-либо ошибок, что не соответствует действительному положению вещей: зеркало *B* может обладать и астигматизмом, и зональными, и местными

ошибками, которые следует учесть при исследовании плоского зеркала.

Во-первых, можно произвести не только качественное, но и количественное исследование поверхности зеркала *B* и при вычислении формы поверхности зеркала *A* вводить поправки на деформации волновой поверхности, вызванные ошибками зеркала *B*.

Во-вторых, можно экспериментальным путем отделить ошибки зеркала *A* от ошибок зеркала *B*.

Рассмотрим эти ошибки последовательно:

1. Астигматизм зеркала *B* дает свою слагающую в астигматизме отраженного пучка схемы Коммона и в зависимости от своего направления и кривизны зеркала *A* приводит к преуменьшенной или преувеличенной оценке кривизны $\frac{1}{r}$.

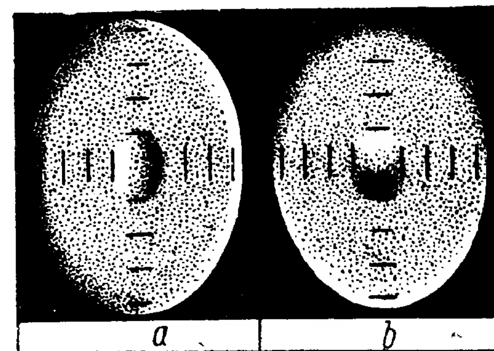


Рис. 26.

Вращая зеркало *B* вокруг оси, мы можем наблюдать изменение астигматизма пучка, а вместе с тем и изменение формы внефокальных изображений точки и изменение фокусировок ножа при определении величины δ_{com}, которая в этом случае будет нами измеряться как величина переменная.

С другой стороны, астигматизм, присущий поверхности зеркала *A*, может быть обнаружен таким же образом при проворачивании вокруг оси зеркала *A*. Возможно, хотя и мало вероятно, такое благоприятное для волновой поверхности, но не для результатов исследования, сочетание кривизны зеркала *A*, астигматизма зеркал и угла наклона φ, при которых астигматизм пучка в силу кривизны зеркала *A* компенсирует собою астигматизм поверхностей, и мы не наблюдаем ошибок зеркала *A*; но достаточно провернуть зеркала вокруг их осей или изменить величину угла наклона φ, чтобы компенсация нарушилась и скрытые ошибки поверхности зеркала *A* обнаружились.

2. Зональные ошибки зеркала *B* отличны по внешнему виду от зональных ошибок зеркала *A*, так как первые представляются нам в виде круговых зон, а вторые—в виде зон эллиптических; кроме того параллельное смещение зеркала *A* к одному из краев зеркала *B* приводит к перемещению в обратном направлении зональных ошибок, присущих зеркалу *B* и наблюдае-

мых в этом случае эксцентрично относительно центра теневой картины, и в то же время не вызывает смещения теневой картины зональных ошибок, присущих зеркалу *A*.

3. Местные ошибки могут быть локализованы и при вращении и при параллельном перемещении зеркала *A*.

Во всяком случае форма поверхности зеркала *B* должна быть достаточно хорошей, чтобы обнаружение собственных ошибок зеркала *A* оказалось чувствительным. Если ошибки зеркала *B* не превышают $^1/_{40}\ \lambda$, т. е. половины допуска первоклассной формы, то ими вообще можно пренебречь при исследовании, значительно упростив и ускорив это последнее.

Вот почему всякая современная оптическая лаборатория или мастерская должна обладать большим вогнутым сферическим зеркалом, по возможности свободным от ошибок; такое зеркало необходимо не только для исследования плоскостей, но и для многих других задач, не входящих в круг избранной нами темы.

Но если бы у нас в распоряжении не оказалось готового сферического зеркала, то изготовить его специально для исследования плоского зеркала—задача несравненно более простая, нежели изготовление плоского зеркала по методу трех плоскостей; во-первых, сферическая форма поверхности при произвольно заданном радиусе кривизны — это самая простая, наиболее легко выполнимая и точно исследуемая форма поверхности, и отполировать ее первоклассной по крайней мере в два раза легче, нежели первоклассную плоскость того же диаметра; во-вторых, поперечник сферического зеркала *B* может быть взят меньше поперечника зеркала *A*, так как не строго обязательно, чтобы плоское зеркало по всему своему сагиттальному диаметру проектировалось на сферическое зеркало; достаточно уложить полностью на сферическое зеркало меридианальную проекцию зеркала *A* для того, чтобы наблюдать и измерять его зональные ошибки, общую кривизну и астигматизм.

Если остановиться на $\varphi = 60°$, то при достаточно большом $\frac{L}{D}$ и при сближенных зеркалах *A* и *B* поперечник зеркала *A* будет немногим больше половины поперечника зеркала *B*; если же принять, что трудность изготовления оптической поверхности растет пропорционально $\sim 2{,}5$ степени ее диаметра, а масса стекла — пропорционально кубу диаметра, то станет понятным, что отказ от метода трех плоскостей и переход к методу Коммона раз в десять сокращает непроизводительные расходы труда и материалов.

Но не в этом все-таки состоит главное преимущество метода Коммона перед методом трех плоскостей:

Пользуясь методом Коммона, мы можем как угодно далеко итти по пути увеличения диаметра плоских зеркал.

Пользуясь методом Коммона, мы от начала до конца самостоятельно доводим до требуемой степени совершенства полируемую плоскую поверхность, не возвращаясь к исправлению ошибок двух сопряженных зеркал метода трех плоскостей.

Пользуясь методом Коммона мы получаем возможность применить высокочувствительный и наглядный для мастера теневой метод, при котором полируемая поверхность наблюдается полностью и одновременно, а не по отдельным участкам или точкам, в силу чего все мелкие дефекты поверхности сейчас же бросаются в глаза мастеру и могут быть им устранены легко и уверенно без риска исцарапать поверхность при частых исследованиях, без необходимости выжидать долгие часы отстойки зеркала, поставленного в благоприятные условия быстрого охлаждения.

Только метод Коммона решает проблему практического осуществления больших первоклассных астрономических плоских зеркал.

6. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ГАРТМАНА В СХЕМЕ КОММОНА

Автору неизвестно, чтобы метод Гартмана был применен где-либо для количественного исследования плоскостей. Поэтому я здесь изложу видоизменение метода Гартмана, разработанное мною в Государственном Оптическом Институте, для исследования больших оптических плоскостей астрономического типа.

Для исследования по Гартману плоского зеркала в схеме Коммона следует прежде всего приготовить диафрагму, для чего из плоского и плотного картона мы вырезываем овал с отношением осей $1 : \cos\varphi$.

Так как диафрагма устанавливается вплотную перед зеркалом *B* (рис. 19), то размеры большой и малой осей диафрагмы подбираются такими, чтобы пучок, отраженный от испытуемого зеркала *A*, полностью покрыл поверхность диафрагмы.

Избрав произвольное число зон исследования, например четыре, мы производим разметку этих зон на большой и малой оси диафрагмы так, чтобы внешняя зона проецировалась по возможности ближе к краю плоского зеркала: далее с помощью пробойника высекаем круглые отверстия в диафрагме против размеченных по двум диаметрам зон, после чего диафрагма Гартмана принимает вид, изображенный на рис. 27*a*.

В случае если бы плоское зеркало имело не круглую, а овальную форму, величина осей диафрагмы находилась бы в ином соотношении (в частном случае диафрагма могла бы оказаться круглой), но расстояния между отверстиями по сагиттальному и по меридианальному диаметрам попрежнему должны оставаться в отношении $1 : \cos\varphi$ для того, чтобы можно было отождествлять на двух диаметрах одноименные зоны, и потому, что зональные ошибки по условиям обработки стекла предста-

вляют собою в первом приближении круги, независимо от контуров поверхности зеркала.

Такая диафрагма изображена на рис. 27*b*.

Далее я заменяю светящуюся точку крестом, нанося два коротких взаимноперпендикулярных штриха шириною около 0,05 *мм* на плотно посеребренной стеклянной пластинке; это крестообразное световое окно располагается вблизи точки S (рис. 19) и засвечивается от того или иного осветительного прибора.

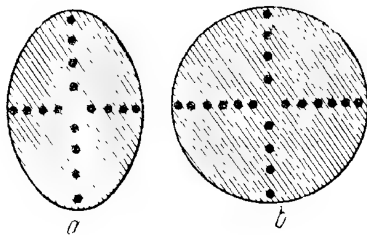


Рис. 27.

Схема исследования плоского зеркала по методу Гартмана изображена на рис. 28. Здесь: *1* — источник света (дуга, точечная лампа, автомобильная лампа на перекале) *2* — ахроматический конденсор, фокусирующий изображение источника света на крестообразное окно *3* при посредстве призмы полного внутреннего отражения *4*. Перед сферическим зеркалом B расположена диафрагма Гартмана $D-D$, которую устанавливаем так, чтобы при наблюдении ее изображения в зеркале A со стороны точки S_1 отверстия располагались симметрично относительно краев зеркала A и чтобы крест отверстий был параллелен кресту светового окна,

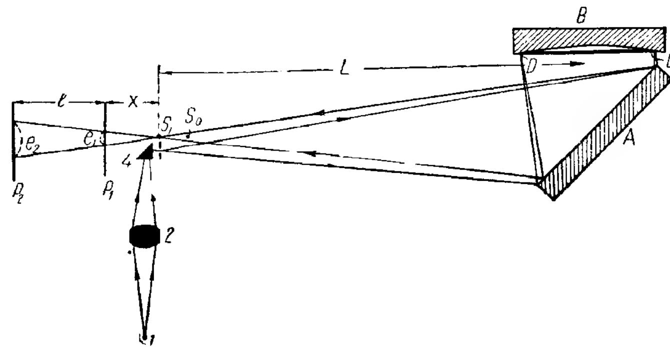


Рис. 28.

что проверяем либо с помощью отвеса, либо по фокальному изображению креста при одновременном наблюдении диафрагмы.

Сзади точки S_1 устанавливаем параллельно оси пучка рельс, по которому скользит рейтер, несущий пластинки P_1 и P_2.

Первый зафокальный снимок P_1 мы стараемся получить на возможно меньшем расстоянии x от точки S_1, при котором изображения крестов от различных зональных отверстий уже не налегают друг на друга, и промер снимка оказывается возможным. Далее отодвигаем рейтер на возможно большее расстояние l, которое измеряем с точностью до 0,1 *мм* и получаем второй зафокальный снимок P_2.

На рис. 29 изображены оба снимка, которые теперь поступают на компаратор для измерения расстояний e'_s, e_m', e_s'' и e_m'' для всех избранных нами зон y.

Из рис. 28 не трудно видеть, что:

$$x = \frac{le_1}{e_2 - e_1}. \tag{85}$$

Поэтому для каждой зоны можно определить положение фокуса сагиттальных (S_s) и меридианальных (S_m) лучей, отсчитанное вправо от первой пластинки P_1, а именно:

$$\left.\begin{aligned} x_s &= l\frac{e'_s}{e''_s - e'_s} \\ x_m &= l\frac{e'_m}{e''_m - e'_m} \end{aligned}\right\} \tag{86}$$

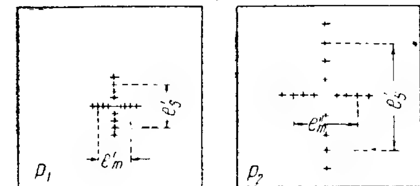


Рис. 29.

Разность этих величин для каждой зоны y дает величину аберрации Коммона данной зоны:

$$\delta_{y\text{com}} = l\left(\frac{e_s'}{e_s'' - e_s'} - \frac{e_m'}{e_m'' - e_m'}\right). \tag{87}$$

Если бы некоторые точки меридианального диаметра не имели для себя сопряженных точек на сагиттальном диаметре (рис. 27*b*), то мы тогда могли бы по остальным внутренним точкам определить положение некоторой точки S_0 (рис. 28) и расстояние x_0, соответствующие фокусу системы для случая, когда зеркало A — идеально плоское. Действительно, из выражений (51), (43) и (81) мы имеем:

$$\left.\begin{aligned} x_0 &= x_s + \frac{\delta_{\text{com}}}{\text{tg}^2\varphi} = \frac{x_s}{\sin^2\varphi} - \frac{x_m}{\text{tg}^2\varphi} \\ &\text{или} \\ x_0 &= x_m + \frac{\delta_{\text{com}}}{\sin^2\varphi} = \frac{x_s}{\sin^2\varphi} - \frac{x_m}{\text{tg}^2\varphi} \end{aligned}\right\} \tag{88}$$

После чего, вычислив для некоторой новой пары точек величину x_m', мы находим $S_m' S_0$, как разность $x_0 - x_m'$; но по выражениям (43) и (81):

$$S_m' S_0 = \frac{4L^2}{r' \cos\varphi} = x_0 - x_m', \tag{89}$$

откуда кривизна $\frac{1}{r'}$ этой зоны зеркала, отсутствующей на сагиттальном диаметре, может быть найдена, как:

$$\frac{1}{r'} = \frac{(x_0 - x'_m)\cos\varphi}{4L^2}. \qquad (90)$$

Найдя для различных зон y_i аберрации $\delta_{y_i com}$ (выражение 87), мы по выражению (81) определяем кривизны зон:

$$\frac{1}{r} = \delta_{y com}\frac{\cos\varphi}{4L^2\sin^2\varphi}, \qquad (91)$$

после чего можем приступить к вычислению формы поверхности плоского зеркала следующим образом (рис. 30).

Назвав отклонение поверхности зеркала AOB от плоскости MON, касательной к вершине зеркала, через h_y (для зоны y), мы составляем следующее уравнение:

$$dh_y = -\alpha_y dy, \qquad (92)$$

где:

$$\alpha_y = \frac{y}{r_y} \qquad (93)$$

Отсюда:

$$h_y = -\int_0^y \frac{y dy}{r_y} \qquad (94)$$

Рис. 30.

Вводим вспомогателькую функцию:

$$q = \left(\frac{y}{H}\right)^2 = \left(\frac{2y}{D}\right)^2, \qquad (95)$$

где $D = 2H$ — диаметр зеркала или поперечник наибольшей из исследуемых зон. Дифференцируя выражение (95), находим:

$$y dy = \frac{H^2 dq}{2} = \frac{D^2 dq}{8}. \qquad (96)$$

После чего приводим выражение (94) к следующему виду:

$$h_y = -\frac{H^2}{2}\int_0^q \frac{1}{r_y}\, dq = -\frac{D^2}{8}\int_0^q \frac{1}{r_y}\, dq. \qquad (97)$$

Если же мы определяем не $\frac{1}{r_y}$, а величину $\delta_{y com}$, то из выражений (91) и (97) получаем значение отклонения h_y в следующем новом виде:

$$h_y = -\frac{H^2\cos\varphi}{8L^2\sin^2\varphi}\int_0^q \delta_{y com}\, dq = -\frac{D^2\cos\varphi}{32L^2\sin^2\varphi}\int_0^q \delta_{y com}\, dq \qquad (98)$$

Повернув плоское зеркало на 90° или на любой угол вокруг оси, мы можем произвести дополнительное исследование по новым диаметрам, а отсюда уже сделать заключение об астигматизме зеркала A.

Такое повторное исследование мы не обязаны делать при строгом соблюдении прежних условий установки, так как измеряемые ошибки мы отсчитываем не от некоторой ближайшей поверхности, а от плоскости, касательной к зеркалу при его вершине, т. е. от поверхности единственной.

Поэтому мы вправе производить повторные исследования по различным диаметрам и в разные дни, и при различных, но постоянных температурах, и при различных углах наклона φ, и при различных сферических зеркалах (различные L) лишь бы ошибки нового сферического зеркала могли быть нами учтены.

Теперь нам следует выяснить чувствительность исследования плоскостей по методу Гартмана в схеме Коммона, т. е. рассмотреть влияние ошибок измерения и погрешностей установки на окончательные результаты исследования.

1) Ошибка измерения расстояния e между осями штрихов на снимках Гартмана является основным источником погрешностей метода.

Допуская ошибку Δ_i при измерении соответственных расстояний e_i, мы по выражению (87) определяем аберрацию Коммона с ошибкой $\Delta_i\delta_{com}$.

Действительно:

$$\delta_{com} + \Delta\delta_{com} = l\left(\frac{e_s' + \Delta_s}{e_s'' - e_s' + \Delta_s'' - \Delta_s'} - \frac{e_m' + \Delta_m'}{e_m'' - e_m' + \Delta_m'' - \Delta_m'}\right). \qquad (99)$$

откуда:

$$\Delta\delta_{com} = l\left[\frac{(e_s''\Delta_s' - e_s'\Delta_s'')}{(e_s'' - e_s')^2} - \frac{(e_m''\Delta_m' - e_m'\Delta_m'')}{(e_m'' - e_m')^2}\right]. \qquad (100)$$

Воспользовавшись выражением (85) мы в первом приближении можем преобразовать выражение (100) следующим образом:

$$\Delta\delta_{Com} = \frac{x^2}{l}\left[\frac{\left(\frac{l+x}{x}\right)\Delta_s' - \Delta_s''}{e_s'} - \frac{\left(\frac{l-x}{x}\right)\Delta_m' - \Delta_m''}{e_m'}\right] \qquad (101)$$

Но из рис. 28 и выражения (54) мы имеем:

$$\left.\begin{aligned} e_s' &= \frac{2y_s x}{L} \\ e_m' &= \frac{2y_s x}{L}\cos\varphi \end{aligned}\right\} \qquad (102)$$

после чего приводим выражение (101) к следующему виду:

$$\Delta\delta_{com} = \frac{Lx}{2y_s l}\left[\left(\frac{l+x}{x}\right)\Delta_s' - \Delta_s'' - \frac{\left(\frac{l+x}{x}\right)\Delta_m' - \Delta_m''}{\cos\varphi}\right] \qquad (103)$$

Предполагаем, что измерения снимков произведены на компараторе с одинаковой для всех точек ошибкой $\pm\Delta$ и что знаки этих ошибок сочетались для нас наиболее неблагоприятным образом.

В этом случае выражение (103) перепишется следующим образом:

$$\Delta\delta_{com} = \Delta\frac{L}{2y_s}\left(1+\frac{2x}{l}\right)\left(1+\frac{1}{\cos\varphi}\right) \qquad (104)$$

Для осуществления исследования при возможно большей чувствительности мы должны стремиться, во первых, с возможно меньшей погрешностью Δ измерять внефокальные снимки и, во-вторых, брать по возможности (без ущерба для качества снимков) малым отношение $\frac{x}{l}$.

Предположив, что точность измерения снимков на компараторе $\Delta = \pm 2\mu$, что $l = 2x$ и что $\varphi = 45°$, мы составляем следующую таблицу 3 возможных погрешностей определения δ_{com} для различных относительных отверстий зон испытуемого плоского зеркала:

ТАБЛИЦА 3

$$\Delta\delta_{com} = f\left(\frac{2y_s}{L}\right) \text{ при } l = 2x,\ \varphi = 45°,\ \Delta = \pm 2\mu$$

$A_y = \frac{2y_s}{L}$	1 : ∞	1 : 80	1 : 40	1 : 20	1 : 10	1 : 5	
$\Delta\delta_{com}$	∞	0,77	0,38	0,19	0,096	0,018	*мм*

Воспользовавшись выражениями (94), (91) и (104), находим Δh_y ошибку определения формы поверхности зеркала:

$$h_y + \Delta h_y = -\int_0^y \frac{y \cdot dy\,(\delta_{com} \pm \Delta\delta_{com})\cos\varphi}{4L^2\sin^2\varphi}, \qquad (105)$$

откуда:

$$\Delta h_y = \Delta\left(1+\frac{2x}{l}\right)\frac{(1+\cos\varphi)}{16\sin^2\varphi}\cdot\frac{2y}{L}, \qquad (106)$$

т. е. при постоянстве Δ, $\frac{x}{l}$ и φ точность измерения формы поверхности плоского зеркала убывает по мере удаления от центра

зеркала к краю; при заданном диаметре плоского зеркала $2y = D$ точность исследования растет с увеличением расстояния L, косвенно связанного с радиусом кривизны вогнутого сферического зеркала B.

Допустим, что мы желаем гарантировать измеренную форму поверхности с точностью до $\Delta h = 0{,}01\ \lambda$ (при $\lambda = 500$ *м*μ); допустим также, что $\varphi = 45°$ и $l = 2x$. В этом случае мы могли бы пойти по двум путям:

во-первых, мы можем попытаться повысить точность измерения снимков выше $\Delta = 2\mu$, но путь этот сомнителен даже в том случае, если мы исключительно тщательно наладим фотографический процесс исследования, если будем фотографировать в фиолетовых или ультрафиолетовых лучах, если используем мелкозернистые контрастные эмульсии, нанесенные на плоские зеркальные пластинки и т. д.; все это, чрезвычайно осложнив исследование, приведет лишь к некоторому уменьшению ошибки Δ, зависящей кроме того от свойств и компаратора и глаза, и она вряд ли может заметно снизиться против 2 μ, принятых нами ранее;

во-вторых, мы имеем возможность выбрать или приготовить для исследования сферическое зеркало с достаточно большим радиусом кривизны R. Посмотрим, какое относительное отверстие $\frac{D}{L} \cong \frac{D}{R}$ следует нам избрать, чтобы при $\varphi = 45°$, $l = 2x$ и $\Delta = 2\ \mu$ получить точность измерения формы поверхности плоского зеркала на его краю $0{,}01\ \lambda$ ($\lambda = 500$ *м*μ), для чего, приравняв выражение (106) $0{,}01\ \lambda$ и подставив в него переменные величины согласно нашего условия, находим:

$$\frac{D}{L} \cong 1:160. \qquad (107)$$

Эта величина недопустимо велика, так как требует чрезмерно длинных испытательных помещений в случае исследования средних и больших плоских зеркал. Кроме того при столь малых относительных отверстиях внефокальные изображения крестов окажутся чрезмерно широкими в силу диффракции и тогда окажется иллюзорной принятая нами точность измерения снимков $\Delta = 2\ \mu$.

Чувствительность метода Гартмана мала для исследования плоскостей с желательной для нас точностью $0{,}01\ \lambda$, что вполне подтверждается практикой.

Если бы мы смогли снизить погрешность измерений Δ до 1 μ, сделать величину x ничтожно малою по сравнению с l и увеличить угол наклона φ до 60°, то при $\frac{D}{L} \cong 1:12$ (обычно применяемое нами относительное отверстие), мы могли бы надеяться на получение от метода Гартмана точности измерения ошибок поверхности плоского зеркала на его краю $\Delta h_н \cong 1/50\ \lambda$.

Как видим, метод Гартмана при исключительно благоприятных, почти нереальных, условиях исследования едва пригоден для измерения ошибок плоскостей с высокой точностью.

Приходится либо отыгрываться за счет большого числа исследований, либо переходить на обычную схему Гартмана получения предфокального и зафокального снимков, когда имеется более выгодное для результата влияние ошибок измерения снимков, нежели в нашем случае двух зафокальных снимков; но в этом случае нельзя осуществить достаточно хорошей центрировки схемы Коммона, а значит приходится значительно увеличивать расстояние L для того, чтобы астигматизм наклонного пучка не привел нас к ложным заключениям об общей кривизне исследуемого плоского зеркала.

Действительно, для обычной схемы Гартмана (предфокальный и зафокальный снимки) ошибка в измерении δ_{com} равна:

$$\Delta\delta_{com} = \Delta \frac{L}{2v}\left(1 + \frac{1}{\cos\varphi}\right), \quad (108)$$

где по сравнению с выражением (104) выпал член, содержащий x и l; но это равносильно последнему рассмотренному нами примеру ($x \ll l$), а потому нет оснований и в этом случае ожидать точности исследования большей, нежели $\Delta h_H \simeq 1{,}50\lambda$, в предположении маловероятной точности измерения снимков $\Delta = 1\,\mu$.

Влияния других погрешностей на результаты исследования, как то: непараллельность пластинок, волнистость и неплоская форма поверхности пластинок, ошибки в измерении величин l, L, φ, y,—мы здесь за недостатком места рассматривать не будем: путь для подобных расчетов был достаточно освещен выше.

Если к недостатку чувствительности, к сложности и длительности метода Гартмана присоединить еще требование вполне неподвижных изображений, т. е. требование отсутствия тряски помещения, в котором производится исследование, то станет понятным стремление подыскать практически более удобный и совершенный метод количественного исследования больших точных плоскостей.

Этому вопросу и посвящена следующая глава.

7. ТЕНЕВОЙ КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ МЕТОД АВТОРА В СХЕМЕ КОММОНА

После того как в 1932 г. автору посчастливилось обратить теневой метод из качественного в количественный, вполне естественным явилось желание применить этот метод и к исследованию плоских зеркал в схеме Коммона.

Не вдаваясь в подробности и в обоснование количественного

теневого метода вообще[1], мы рассмотрим здесь лишь его применение к случаю исследования оптических плоскостей.

Прежде всего надлежит изготовить световое окно в виде двух взаимноперпендикулярных щелей, из коих каждая может быть по нашему желанию закрыта заслонкой.

Щели лучше всего выскоблить на плотно посеребренном плоском стеклышке, которое в соответственной оправке с подвижной заслонкой будет далее вставлено в осветительный прибор на место детали *3* рис. 28. Такое световое окно изображено на рис. 31, где: *1*—оправка, *2*—посеребренное стекло, *3* и *4*—вертикальный и горизонтальный штрихи умеренной длины и *5*—заслонка, закрывающая щель *3* или щель *4*. Ширина щелей *3* и *4* подбирается в зависимости от ширины рабочего окна диафрагмы и может быть взята достаточно большой, чем сильно сократится время экспозиции количественной фокограммы.

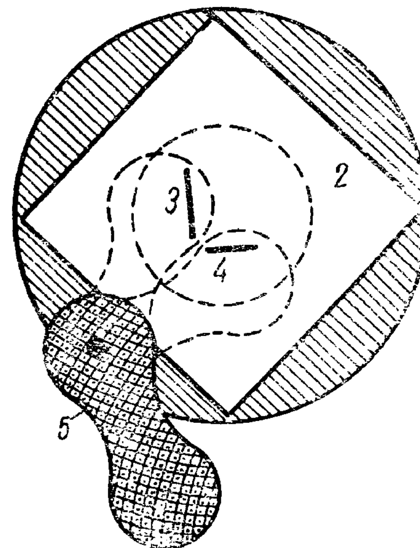


Рис. 31.

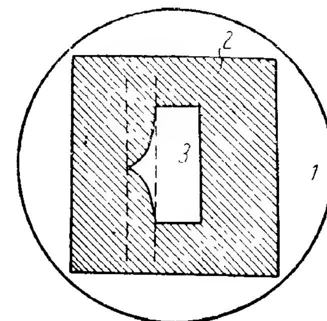


Рис. 32.

Далее надлежит изготовить количественную диафрагму, придав ей вид, изображенный на рис. 32, где на оправке *1* укреплен непрозрачный экран *2* с вырезом *3*, построенным по закону показательной функции.

Рабочая часть окна диафрагмы на рисунке ограничена двумя пунктирными линиями; высота рабочей части должна быть приблизительно равной длине вертикальной щели (рис. 31); ширина рабочей части разбита на некоторое произвольное число (7—10) равных ступеней; при этом каждой последующей ступени соответствует вдвое большая высота просвета окна.

[1] Максутов. „Теневые методы". Пробл. нов. физ. XXIII, 1935.

Такую диафрагму проще всего приготовить фотографическим способом, скопировав ее с большого тщательно выполненного чертежа.

Получение достаточно хорошей диафрагмы с 7—8 ступенями при величине ступени 50 μ не представляет особого труда даже в случае применения диапозитивных пластинок, хотя конечно коллодионный способ в этом случае предпочтительнее.

При такой диафрагме ширина рабочей части окна диафрагмы будет около 0,4 *мм*; ширина изображения вертикальной щели, увеличенного диффракцией и возможными аберрациями плоского зеркала в схеме Коммона, должны быть несколько менее 0,4 *мм*, откуда не трудно определить максимальную ширину вертикальной щели рис. 31.

Теперь мы можем собрать знакомую уже нам схему Коммона (рис. 33), в которой *S*—световое окно (рис. 31), *D*—диафрагма (рис. 32), помещенная в фокальной плоскости сагиттальных лу-

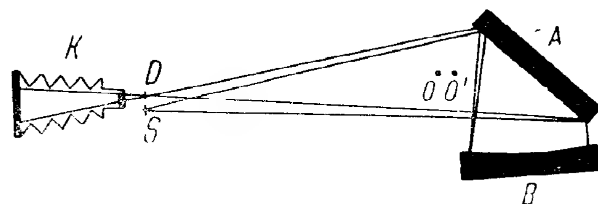


Рис. 33.

чей, и *K*—камера, объектив которой фокусирован на поверхность исследуемого плоского зеркала *A*.

На поверхности этого зеркала по двум взаимноперпендикулярным диаметрам произведена зональная разметка, видимая для глаза сквозь просвет диафрагмы, а также получающаяся на негативе при съемке фокограммы зеркала *A* с помощью камеры *K*.

Нужно прежде всего установить плоскость окна *S* и плоскость диафрагмы *D* строго параллельно друг другу и достаточно перпендикулярно к оптической оси системы, для чего можно воспользоваться автоколлимацией, наблюдая отражение светящейся точки *O* от стеклянных поверхностей окна и диафрагмы при глазе, расположенном в точке *O'*.

Далее нужно установить плоскость окна *S* в плоскость фокуса сагиттальных лучей какой-либо из размеченных нами зон зеркала *A* (например второй от края зеркала). Для такой установки нами предусмотрена, во-первых, горизонтальная щель (рис. 31) и во-вторых верхняя граница окна диафрагмы (рис. 32), которой мы пользуемся, как ножом Фуко, при фокусировке диафрагмы.

Во время этой фокусировки вертикальная щель закрыта заслонкой, как показано на рис. 34*a*, поэтому у верхней грани диафрагмы располагается изображение горизонтальной щели (рис. 34*b*), и если фокусировка на избранную зону по са-

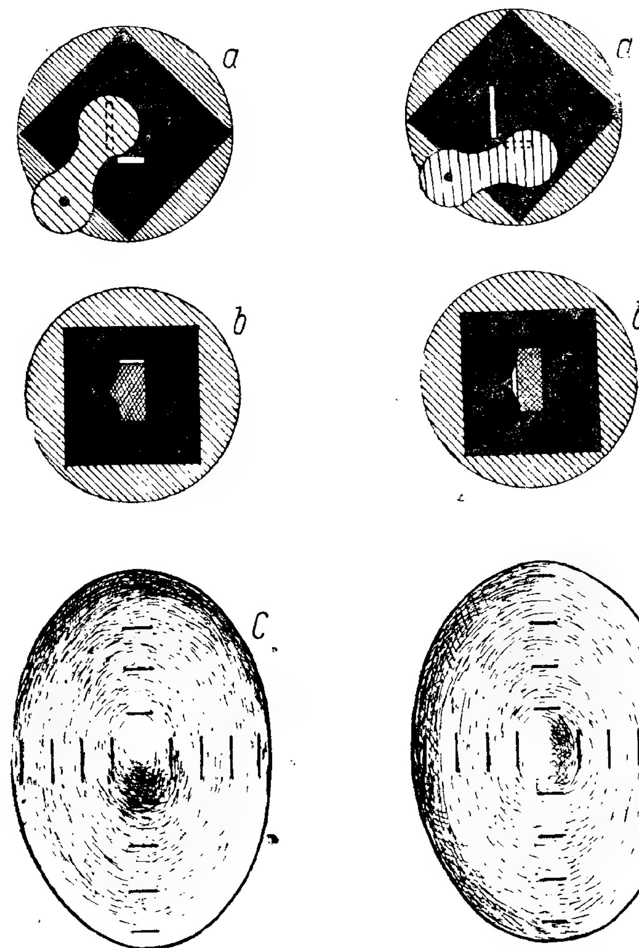


Рис. 34. Рис. 35.

гиттальному диаметру зеркала осуществлена правильно, то теневая картина зеркала представит собою некоторый теневой рельеф, зависящий от ошибок плоского зеркала, в котором избранная зона будет одинаково затемнена как вверху, так и внизу вертикального диаметра (рис. 34*c*).

После этого закрываем заслонкой горизонтальную щель (рис. 35*a*), открывая при этом щель вертикальную, изображение которой должно теперь расположиться внутри рабочей части окна диафрагмы (рис. 35*b*). При таком расположении вертикальной щели и ее изображения относительно окна диафрагмы мы производим съемку количественной фокограммы, изображенной на рис. 35*c*.

Измерив фокограмму на микрофотометре с помощью особого клина, описанного автором в вышеупомянутой работе о теневых методах, мы имеем возможность определить δ_{com} для той зоны, в сагиттальном фокусе которой была расположена диафрагма, а это позволяет нам установить пространственное расположение точки S_0 (рис. 28), от которой можно исходить в дальнейшем при вычислении аберраций и связанных с ними кривизн остальных зон.

Поясним сказанное на рис. 36.

Рис. 36.

Некоторая зона y_0, взятая нами в качестве опорной зоны, сводит сагиттальные лучи в фокус S_s^0, а меридианальные — в фокус S_m^0. В плоскости $D-D$, проходящей через S_s^0, мы установили диафрагму, в чем убедились по равномерному потемнению этой зоны (рис. 34) при наблюдении теневой картины по сагиттальному диаметру зеркала A.

В результате измерения количественной фокограммы (рис. 35) на микрофотометре мы определяем поперечную аберрацию ρ_0 меридианальных лучей этой зоны в плоскости диафрагмы. Из подобия треугольников (рис. 36) и принимая во внимание приближенное равенство: $ab = 2y_0 \cos\varphi$, мы имеем:

$$\delta^0_{com} = \frac{\rho_0 L}{2y_0 \cos\varphi}. \tag{109}$$

Но по выражению (81):

$$\delta^0_{com} = \frac{4L^2 \sin^2\varphi}{r_{y_0} \cos\varphi}, \tag{110}$$

откуда:

$$\frac{1}{r_{y_0}} = \frac{\rho_0}{8y_0 L \sin^2\varphi}. \tag{111}$$

Зная кривизну опорной зоны $\left(\frac{1}{r_{y_0}}\right)$, мы легко находим рас-

стояние $\varepsilon = S_0S_s^0$ от плоскости диафрагмы до фокуса S_0 идеально плоского зеркала A: это расстояние равно удвоенной величине выражения (51), в которое мы и подставляем вместо r его значение из выражения (111):

$$\varepsilon = S_0S_s^0 = \rho_0 \frac{L \cos\varphi}{2y_0 \sin^2\varphi}. \tag{112}$$

Вычислив положение точки S_0 относительно плоскости диафрагмы, мы получаем возможность определить кривизны $\frac{1}{r_{y_i}}$ остальных зон зеркала в соответствии с измеренными аберрациями ρ_i меридианальных лучей этих зон.

Действительно, если в результате измерения количественной фокограммы мы определили для некоторой зоны y поперечную аберрацию ρ_y (рис. 37), то положение точки S_m — фокуса меридианальных лучей этой зоны — определится как:

$$x = \frac{\rho_y L}{2y \cos\varphi}. \tag{113}$$

Аберрация же меридианальных лучей этой зоны равна сумме $x + \varepsilon$, т. е.:

$$S_0S_m = x + \varepsilon = \frac{L}{2\cos\varphi}\left(\frac{\rho_y}{y} + \frac{\rho_0}{y_0 \operatorname{tg}^2\varphi}\right) \tag{114}$$

Но S_0S_m в схеме Коммона равно удвоенному значению выражения (43), откуда определяется кривизна зоны y:

$$\frac{1}{r_y} = \frac{1}{8L}\left(\frac{\rho_y}{y} + \frac{\rho_0}{y_0 \operatorname{tg}^2\varphi}\right) \tag{115}$$

Рис. 37.

Определив таким образом кривизны всех избранных для исследования зон по измеренным на микрофотометре поперечным аберрациям ρ_y в плоскости диафрагмы, мы по способу приближенного интегрирования определяем форму поверхности плоского зеркала, т. е. ее отклонения от плоскости, касательной к вершине; не повторяя здесь вывода формулы отклонений, дадим ее в окончательном виде, повторив знакомое уже нам выражение (97):

$$h_y = -\frac{H^2}{2}\int_0^q \frac{1}{r_y}\,dq = -\frac{D^2}{8}\int_0^q \frac{1}{r_y}\,dq. \tag{116}$$

Теневой количественный метод имеет ряд преимуществ и недостатков по сравнению с методом Гартмана.

Начнем с недостатков:

Теневой количественный метод требует высокой однородности эмульсии пластинок; пластинки желательны высококонтрастные (например диапозитивные); проявление фокограммы и клина должно быть выполнено достаточно однообразно; источники света, служащие для получения клина и фокограммы, должны обладать по возможности одинаковым спектральным составом; осветительные системы должны создавать равномерную засветку без световых пятен и рефлексов; количественная диафрагма должна быть выполнена с исключительной тщательностью; впрочем следует заметить, что эта диафрагма является своего рода точным измерительным прибором, служащим для исследований самого разнообразного характера, а потому затрата времени на изготовление диафрагмы скоро окупается с избытком.

Количественный теневой метод по сравнению с методом Гартмана имеет следующие преимущества.

1. Возможность применения не слишком узких щелей значительно сокращает время экспозиции, а потому мы можем мало опасаться температурных изменений за время между наводкой диафрагмы на фокус сагиттальных лучей опорной зоны и окончанием съемки диафрагмы; метод же Гартмана требует не одной, а двух достаточно длительных съемок внефокальных снимков, разделенных кроме того продолжительным интервалом времени, необходимым для установки рейтера и пластинки из первого во второе положение.

2. Теневой количественный метод совершенно не боится умеренной тряски установки, не выводящей дрожащего изображения щели из рабочего окна диафрагмы; такая неизбежная умеренная тряска не снижает даже чувствительности исследования, в то же время в методе Гартмана она снижает чувствительность и вносит явные ошибки в результаты исследования.

Только с переходом на количественный теневой метод мы смогли в условиях помещения астрономической лаборатории ГОИ производить точные исследования, оказывавшиеся до того совершенно безнадежными по причине тряски помещения.

3. Пластинки для получения фокограммы и клиньев могут обладать стеклом самой грубой волнистой формы, в частности их можно заменить пленками; и в то же время в методе Гартмана неплоская форма пластинок приводит к искажению результата исследования.

4. Нанесение зональных меток на поверхности зеркала A, — операция неответственная (можно даже вовсе обойтись без меток, производя разметку на регистрограмме, снятой с микрофотометра): изготовление же и установка дафрагмы Гартмана и сложны и ответственны.

5. Число точек (зон) исследования может быть взято неограниченно большим, тогда как в методе Гартмана мы принуждены ограничиться всего лишь несколькими парами точек (4—5) исследования, взятых на двух диаметрах зеркала.

6. Теневым методом мы исследуем поверхность зеркала непрерывно по всему диаметру, а не по отдельным случайно избранным точкам. Поэтому многие местные или зональные ошибки зеркала неизбежно ускользают от исследования по методу Гартмана и в то же время все они видны на регистрограмме в виде изломов, пиков и волнистости кривой регистрограммы.

7. Измерение фокограммы на регистрирующем микрофотометре осуществляется несомненно более просто и менее утомительно для наблюдателя, нежели измерение снимков Гартмана на компараторе, которое кроме того субъективно и часто не свободно от случайных грубых ошибок.

В отношении необходимой точности установки отдельных элементов обоих схем исследования их можно считать более или менее равноценными.

Наконец следует еще сказать о чувствительности количественного теневого метода.

Определяя по выражению (115) кривизну зоны, мы допускаем некоторую ошибку кривизны $\left(\Delta\frac{1}{r_y}\right)$, так как прежде всего величины ρ_y и ρ_0 измерены нами не абсолютно точно, но с некоторой ошибкой Δ, которую можем считать одинаковой для различных зон.

Поэтому:

$$\Delta\frac{1}{r_y} = \Delta\frac{1}{8Ly}\left(1+\frac{y}{y_0\,\mathrm{tg}^2\varphi}\right). \qquad (117)$$

Таким же образом мы допускаем ошибку Δh_y при вычислении отклонения h_y по выражению (116).

Не трудно вывести, что:

$$\Delta h_y = \frac{\Delta}{16}\cdot\left(\frac{2y}{L}\right)\left(1+\frac{y}{y_0 2\,\mathrm{tg}^2\varphi}\right). \qquad (118)$$

Эта ошибка пропорциональна ошибке измерения поперечных аберраций (Δ) и растет с увеличением относительного отверстия зоны $\frac{2y}{L}$ и с уменьшением угла φ.

Ошибка (Δ) с такими же трудностями, как и в методе Гартмана может быть доведена до 1 μ.

Для этого нам пришлось бы (при величине ступени диафрагмы 50 μ) отсчитывать 1/50 долю нарастания кривой регистрограммы на протяжении одной ступени клина, что осуществимо при контрастных пластинках, при равномерной и мелко зернистой эмуль-

5 Д. Д. Максутов. 1176

сии, при тщательно изготовленных диафрагмах и при хорошей работе микрофотометра.

Следует заметить, что ступень диафрагмы в 50 μ не является пределом достижимого, и в настоящее время я работаю над количественными диафрагмами, изготовляемыми по совершенно отличному от описанного здесь принципу, которые позволят еще больше повысить чувствительность количественного теневого метода и производить уверенную оценку поперечных аберраций с точностью близкой к 1 μ.

Полагая в выражении (118) $\Delta = 1\ \mu$, $y_0 = y = \frac{D}{2}$, $\frac{D}{L} = \frac{1}{12}$ и $\varphi = 60^\circ$, т. е. повторяя пример, рассмотренный нами в методе Гартмана, мы находим:

$$\Delta h_H \cong \frac{1}{90}\lambda \quad (\text{при } \lambda = 550\ м\mu),$$

т. е. чувствительность количественного теневого метода почти вдвое выше чувствительности метода Гартмана при прочих равных условиях. Но я хотел бы не в пользу метода Гартмана заметить, что равенства этих „прочих условий" в действительности как будто не наблюдается.

Чувствительность количественного теневого метода может быть еще несколько повышена и пути к тому уже намечаются.

Преграду повышению чувствительности поставит волновая природа света, когда в силу диффракции изображение, даже бесконечно тонкой щели и в случае даже идеально плоского зеркала, — обратиться в диффракционную полосу конечной ширины, определяющей размеры ступени количественной диафрагмы, а вместе с тем и предельную чувствительность метода.

В заключение следует отметить одно принципиальное различие между теневым методом и методом Гартмана: чувствительность первого зависит от величины ступени диафрагмы, которая косвенно связана с величиной ожидаемых аберраций исследуемой системы, тогда как чувствительность второго не зависит от аберраций системы ни прямо, ни косвенно.

Поэтому теневой количественный метод измеряет ошибки системы тем точнее, чем меньше самые измеряемые ошибки, т. е. чем система ближе к идеальной, так как в этом случае возможно применение количественных диафрагм высокой чувствительности.

8. ИЗГОТОВЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПЛОСКОСТЕЙ И РАБОЧИЙ МЕТОД ИХ ИССЛЕДОВАНИЯ

Предполагая, что читатель в общих чертах знаком с технологией обработки оптических поверхностей, мы рассмотрим здесь лишь некоторые специфические особенности изготовления и рабочего испытания плоских зеркал.

Для изготовления плоского зеркала нужно иметь диск хорошо отожженного стекла.

Наилучшим материалом для зеркала является плавленный кварц, и в этом отношении большой интерес представляют работы Ленинградского завода им. Ломоносова по получению дисков из плавленного кварца; но пока задача получения больших дисков плавленного кварца сопряжена с очень серьезными техническими трудностями, можно рекомендовать стекло пирекс или молибденовое стекло, как материал для зеркал с достаточно низким коэффициентом расширения.

В случае изготовления больших плоских зеркал особый смысл приобретают сотовые зеркала академика И. В. Гребенщикова (ГОИ), так как в них мало деформируется внешняя зона зеркала при переменной температуре (эффект края Ричи).

Отжиг стекла, независимо от его сорта, должен быть выполнен самый тщательный, и при наличии натяжений внешней зоны диска больших 7—10 единиц седьмого знака на 1 *см* толщины стекла, такое стекло следует безжалостно браковать и возвращать в повторный более совершенный отжиг.

Незаконченные еще работы ГОИ по выяснению влияния отжига на деформацию поверхности зеркала дают уже основания быть особенно строгим к требованиям совершенного отжига стекла для оптических зеркал вообще и для зеркал плоских в особенности.

Толщина зеркала в зависимости от его диаметра подбирается пока эмпирически, и мы придерживаемся пока рецепта Ричи (Ritchey), рекомендующего толщину зеркала равную $^1/_6$ его наибольшего поперечника в случае, когда это зеркало подвешено лицевой стороной вниз (диагональные зеркала телескопа, второе целлостатное зеркало), и $^1/_7$—$^1/_8$ его наибольшего поперечника, когда зеркало либо равномерно разгружено по всей поверхности снизу, либо подвешено на ленту, либо когда эти две разгрузки сочетаются при наклонном положении зеркала.

Ведущаяся в настоящее время работа по расчету деформаций дисков в силу их собственного веса и при различных условиях разгрузки (Е. Э. Данишевский) позволит скоро подойти к вопросу о выборе рациональной толщины зеркал более строго и обоснованно.

Никакие распиловки, кругления, снятие фасок,—после изготовления поверхности зеркала не допустимы, так как они освобождают натяжения стекла, после чего форма поверхности зеркала, даже в случае хорошего отжига, может резко измениться. При неудовлетворительном отжиге форма поверхности зеркала после распиловки или кругления изменяется до неузнаваемости.

Поэтому если мы желаем изготовить плоское зеркало овальной формы, то сперва следует выкроить из стекла заданный овал, ободрать и тонко ошлифовать его края и фаски, отшли-

фовать и отполировать заднюю поверхность зеркала, протравить матовые края плавиковой кислотой для освобождения натяжений матовой поверхности, и только после этого приступить к обработке зеркальной поверхности.

В зависимости от размеров диска следует всегда на ту или иную глубину сдирать поверхностные слои стекла, в которых, как правило, особенно высока закалка.

Стеклу с большими натяжениями, во-первых, трудно придать точную форму поверхности, а во-вторых, эта форма поверхности неустойчива во времени, и хорошее сегодня зеркало через несколько лет может оказаться никуда не годным; кроме того оно будет заметно деформироваться при изменении температуры.

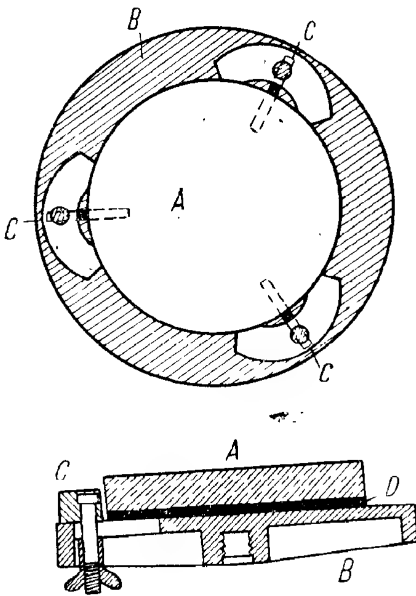


Рис. 38.

Для шлифовки и полировки лицевой поверхности зеркала диск помещается на планшайбу шлифовального станка; между планшайбой и стеклом прокладывается резиновый, войлочный или суконный кружок, достаточной и притом равномерной толщины. Зеркало удерживается от смещения и проворачивания на планшайбе с помощью трех лапок, которыми ни в коем случае не следует туго обжимать зеркало.

На рис. 38 изображено крепление зеркала *A* на планшайбе *B* с помощью трех лапок *C*, перемещаемых в пазах и обжимающих зеркало в шести точках; наилучшей прокладкой *D* следует признать резиновую, так как ее можно легко промывать при переходе от одного номера наждака к другому, и так как кроме того она лучше удерживает стекло от проворачивания при слабом обжиме зеркала лапками.

При таком способе крепления стекло оказывается равномерно разгруженным снизу, и его можно удобно и быстро извлекать из гнезда для исследования.

Всякая приклейка стекла в горячем виде непременно влечет за собой деформацию поверхности после оклейки.

Если же мы почему-либо решим приклеить зеркало к планшайбе, то можно посоветовать способ приклейки, предложенный мною и применяемый в астрономической лаборатории ГОИ: на

подогретую планшайбу наносим большое количество капель расплавленной смолы и, пока она еще не затвердела, расплющиваем слегка смоляные капли тыльной увлажненной стороной зеркала, после чего, сняв зеркало с планшайбы, даем вполне охладиться планшайбе и зеркалу; затем снова накладываем сухое зеркало на остывшую планшайбу поверх расплющенных капель смолы. Через 5—10 мин. стекло оказывается надежно приклеенным действием собственного веса, причем приклейка осуществлена „холодным способом“.

Для приклейки следует брать достаточно текучую смолу. После отклейки зеркала практически не удается обнаружить деформации его поверхности, тогда как при всех других способах наклейки наблюдаются заметные, а часто жуткие, деформации поверхности, растущие вместе с температурой плавления и с уменьшением текучести наклеечной смолы.

Для шлифовки следует взять жесткий ребристый шлифовальник того же диаметра, что и шлифуемое плоское зеркало.

В качестве материала для шлифовальника предпочтительнее брать бронзу или латунь; раковины на поверхности шлифовальника являются в будущем источником досадных царапин, а потому применение чугунных шлифовальников, выгодных в смысле снижения веса и стоимости шлифовальника, можно рекомендовать лишь там, где налажено литье высококачественного чугуна.

Хорошо иметь три шлифовальника, проточенных на станке грубо на плоскость; такие три шлифовальника можно притереть друг к другу (метод трех плоскостей); лучший из них в отношении поверхности и отсутствия раковин использовать для тонкой шлифовки, следующий — для грубой шлифовки и, наконец, самый плохой для изготовления полировальника.

Однако не всегда можно позволить себе такую роскошь, и тогда мы ограничиваемся одним шлифовальником, которым сперва грубо, а затем тонко шлифуем зеркало, после чего используем шлифовальник для изготовления смоляного полировальника.

В результате шлифовки требуется получить поверхность, достаточно близкую к плоскости. Лучше если поверхность окажется слегка вогнутой, но и выпуклую поверхность, с несколько большими трудностями в смысле избежания завала на краю, можно привести полировкой к плоскости.

Нам удавалось одной лишь полировкой снять выпуклость в 75 колец при поверхности диаметром 305 *мм*, обратив ее из заметно выпуклой в первоклассную плоскую; однако такая работа не продуктивна, и лучше исправлять кривизну шлифовкой так, чтобы на долю полировки осталась кривизна не более 10 колец.

Поэтому, еще при шлифовке грубыми наждаками, мы должны следить за формой поверхности шлифовальника, выправляя ее

либо подрезкой, либо шлифовкой наждачной бумагой, либо шлифовкой малым шлифовальником или куском стекла.

Исследование формы шлифовальника можно производить с помощью сферометра, но значительно проще и удобнее применить упрощенный метод исследования плоскостей, рассматриваемый в следующей главе.

Форма поверхности шлифовальника определяет собою форму поверхности стекла, но не наоборот, и для того чтобы это показать, я произвел работу, которая обнаружила, что латунный шлифовальник изнашивается по объему в 28 раз медленнее, нежели шлифуемое им стекло пирекс.

Во время шлифовки поверхности стекла и шлифовальника не параллельны друг другу, и отклонение одной поверхности от другой может достигать величины порядка диаметра шлифующего зерна, иными словами, по одним зонам может происходить полное размельчение и выдавливание шлифующих зерен, а по другим — скопление нерастертых зерен, на которых две поверхности катаются, как на шариках.

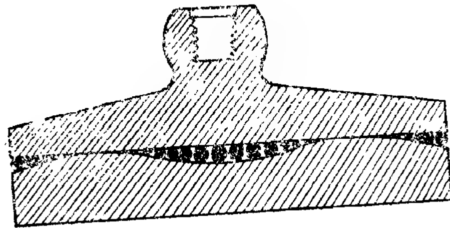


Рис. 39.

Обычно при неумелой шлифовке мы наблюдаем провал поверхности стекла в центре и завал на краю (рис. 39).

При грубой шлифовке эти ошибки поверхности стекла могут измеряться несколькими десятыми долями миллиметра в зависимости от размера зерен шлифующего материала и от квалификации мастера; их устранение требует длительной работы и большого ассортимента наждаков различной зернистости.

Переходя от одного номера наждака к другому, мы должны каждый раз тщательно промывать стекло, шлифовальник, станок и инструменты, а при каждом новом накладывании шлифовальника на стекло мы рискуем получить на стекле царапины.

Вот почему опытный шлифовальщик может произвести обдирку карборундом № 100, перейти сразу на шлифовку 10-минутным наждаком, после которого закончить тонкую шлифовку 60-минутным наждаком и сделать эту работу скорее по сравнению с неопытным шлифовальщиком, принужденным пройти последовательно через многие номера наждаков только потому, что у него после каждой шлифовки остаются грубые зональные ошибки на поверхности стекла, а часто и на поверхности шлифовальника.

Уловить эти ошибки можно тем же упрощенным методом исследования, о котором пойдет речь ниже.

Рис. 39 поясняет кроме того ненадежность применения сферо-

метра для измерения кривизны зеркала во время его шлифовки: если установить сферометр в центре зеркала, то он оценит наше зеркало как вогнутое, а между тем поверхность нашего зеркала в общем плоская и никакой подрезки шлифовальника пока производить не следует: следует только перейти на более мелкий сорт наждака и тем самым стесать возвышенную зону между центром и краем зеркала. Еще лучше изменить кинематику шлифовки так, чтобы и при крупнозернистом наждаке не образовывалось ямы в центре и завала на краю, но чтобы шлифовка шла равномерно по всей поверхности.

Доведя тонкой шлифовкой общую кривизну зеркала до нескольких колец, мы еще не гарантируем себя от довольно грубых зональных ошибок и даже астигматизма, причина происхождения которых была только что выяснена. Для того чтобы свести эти ошибки к возможному минимуму и чтобы при полировке поверхность зеркала просветлялась достаточно равномерно, следует закончить тонкую шлифовку на достаточно мелкозернистом шлифующем материале. Проф. Ричи заканчивал шлифовку больших астрономических зеркал на 240-минутном отмученном наждаке. Применяя для шлифовки окись алюминия и наконец окись хрома, можно пойти очень далеко в отношении уменьшения размеров шлифующих зерен, а вместе с тем и уменьшения возможных ошибок шлифуемой поверхности; но даже при исчезающе малом зерне абразива мы не застрахованы от возможности появления заметных ошибок шлифуемой поверхности, так как при такой шлифовке, имеющей много общих черт с полировкой, на сцену выступает новый фактор — непостоянство температуры различных зон стекла и шлифовальника. Действительно, чем мельче зерно абразива, тем тоньше шлифующая плева, избыток воды приводит к царапинам, и кроме того избыточная вода быстро выдавливается за край зеркала, и шлифовка идет при малой увлажненности, при сильном присасывании шлифовальника к стеклу и при заметном и при том неравномерном нагревании отдельных участков зеркала.

После отстойки поверхность зеркала приобретает некоторую новую форму, отличную от формы поверхности во время шлифовки.

Появление астигматизма обусловливается либо астигматичной исходной поверхностью диска, либо неравномерностью движения шлифовальника по стеклу (особенно при ручной шлифовке), либо неравномерной разгрузкой стекла на планшайбе.

Если бы стекло и шлифовальник были абсолютно жесткими, то остаточный астигматизм мог быть сведен к размерам зерна последнего номера наждака.

В действительности, при тонкой шлифовке астигматизм исправляется в меньшей мере, нежели мы этого ожидали, особенно, если диаметр шлифовальника меньше диаметра шлифуемого стекла и если шлифовальник недостаточно жесткий.

Полезно также время от времени проворачивать зеркало на планшайбе, устраняя этим влияние неравномерной толщины прокладки (рис. 38 *c*).

При полировке труднее всего бороться с астигматизмом, и часто бывает выгоднее заново перешлифовать зеркало, нежели исправлять ретушью его астигматизм.

Полировку следует производить крокусом на полировальном слое из достаточно твердой смолы. Мягкая смола быстро размягчается на внешней зоне, где велика относительная скорость движения полировальника и зеркала, в силу чего внешняя зона отстает в полировке от середины зеркала, производя впечатление заваленного края.

Кроме того мягкая смола, будучи слишком эластичной, не сохраняет неизменной формы поверхности даже за время одного штриха (движения полировальника по стеклу); поэтому даже при правильном режиме полировки ошибки поверхности не сглаживаются, так как эластичный полировальник перекатывается по волнистой поверхности, сам непрерывно меняя свою форму.

Наконец мягкая смола производит местные ошибки в виде зализов. Особенно наглядно сказывается отрицательное свойство мягкой смолы при наличии на поверхности зеркала одиночных вскрывшихся пузырей или царапин: если ширина царапины или диаметр отверстия пузыря в действительности равны десятой доле миллиметра, то по теневой картине мы оцениваем их размеры многими миллиметрами, это значит, что мягкая смола заполировала довольно широкие и пологие скаты к пузырю или царапине; происходит же это по той причине, что пузырь или царапина всегда удерживают возле себя некоторое избыточное количество крокуса, являющееся источником для образования ската, а эластичный полировальник, зализывая едва наметившуюся впадину, продолжает ее располировывать все дальше и дальше.

Часто по теневой картине зеркала можно бывает определить, какой смолой пользовался мастер при полировке этого зеркала.

Начав полировку зеркала, мы на первых порах должны воздержаться от длинного штриха, чтобы не завалить сразу же внешней зоны: после астигматизма наиболее трудно исправимой ошибкой является завал на краю.

Просветлив в достаточной степени поверхность, мы можем установить зеркало в схеме Коммона и произвести первое его рабочее исследование: сперва окуляром для оценки общей кривизны, а затем ножом Фуко для оценки зональных ошибок.

Буквально через четверть минуты мы уже знаем, что поверхность зеркала в общем не плоская, а, например, выпуклая и далее — что она не сферическая, а имеет, например, углубленный центр и заваленный край (рис. 40).

Если эти ошибки грубы, то нет смысла давать зеркалу отстой-

ки, и можно сразу же перенести его на станок, изменив кинематику полировки и подрезав соответственным образом смолу на полировальнике.

Чтобы обратить выпуклую поверхность в плоскую, необходимо повести полировку так, чтобы середина стекла разогревалась сильнее краев, тогда полировка в середине пойдет интенсивнее а при отстойке середина втянется внутрь в большей степени нежели края.

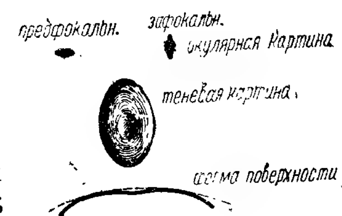


Рис. 40.

Для этого нужно прежде всего дать очень частый штрих по сравнению со скоростью вращения планшайбы; во-вторых, увлажнять холодной водой (кисточкой) внешнюю зону зеркала; в-третьих, подрезать полировальник так, чтобы площадь смоляных квадратиков убывала от центра к краю.

Но кроме общей кривизны нам нужно освободиться от завала на краю и ямки в центре; для первого нам нужно делать короткий штрих, а для второго следует слегка подскоблить или подрезать центральные квадратики полировальника.

Иными словами, нам следует продолжать работу коротким частым штрихом при полировальнике, изображенном на рис. 41.

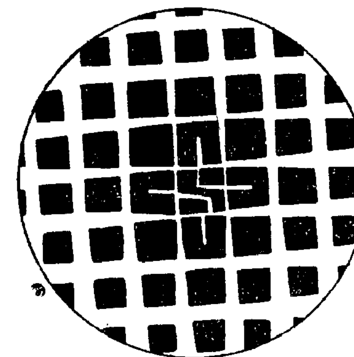


рис. 41.

Через несколько часов, недель или месяцев мы наконец получаем достаточно плоскую и свободную от заметных зональных ошибок поверхность зеркала.

Мы можем считать себя исключительно счастливыми, если большое плоское зеркало не обнаружит при этом астигматизма.

Обычно же, когда зональные ошибки и ошибки кривизны снижены до небольших величин,—зеркало начинает заметно обнаруживать астигматизм, который почти не исправляется, а часто даже и увеличивается за время полировки.

Астигматизм сказывается как на фокальном изображении точки в окуляре, так и на теневой картине: по мере проворачивания в схеме Коммона плоского зеркала вокруг его оси мы наблюдаем вращение вокруг оси астигматичного изображения точки.

Когда оси астигматизма плоского зеркала наклонены к горизонту на угол близкий к 45°, мы особенно отчетливо наблюдаем астигматизм на теневой картине: в этом случае тень набегает не слева направо или наоборот, как следует ожидать при вер-

тикальном положении лезвия ножа, но сверху вниз или снизу вверх, в зависимости от ориентировки осей астигматизма.

Обнаруженный астигматизм приходится исправлять, создавая искусственно такие условия полировки, при которых по одному диаметру зеркала кривизна начинает возрастать, а по другому убывать.

Мастер, понимающий процесс полировки, всегда может осуществить соответственный режим полировки и за время исправления астигматизма по возможности не испортить достигнутой формы поверхности и даже ее еще несколько исправить.

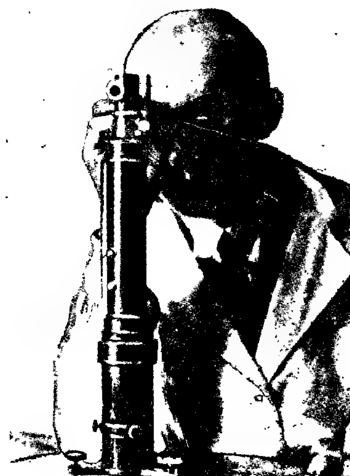


Рис. 42.

Исправление астигматизма начинается на зеркале без пяти минут готовом, т. к. только в этом случае астигматизм может быть обнаружен с достаточной очевидностью. Но эти „пять минут" часто длятся многие месяцы.

Когда мастер выполнит все, что было в его силах, и безнадежно заявляет, что лучшей поверхности ему не приготовить, — следует прекратить работу, произвести количественное контрольное исследование и определить класс зеркала, а тем самым и степень искусства данного мастера.

Так как чувствительность рабочего метода Коммона, которым пользовался мастер, достаточно высока, то обычно контрольное испытание дает результаты, приводящие мастера снова в хорошее и бодрое настроение.

Чтобы, с одной стороны, не терять понапрасно времени на получение поверхности с бессмысленно высокой точностью, и с другой — не доводить до контрольного испытания заведомо неудовлетворительных зеркал, необходимо опытное руководство и глаз, искушенный долголетней практикой.

В заключение на рис. 42 изобразим прибор для теневого испытания, на котором автор с помощью окуляра определяет кривизну плоского зеркала, после чего с помощью ножа Фуко будет наблюдать зональные ошибки и астигматизм зеркала.

На рис. 43 изображена установка двух зеркал для исследования в схеме Коммона; здесь *A* — плоское испытуемое зеркало диаметром 356 *мм*, установленное на щите, наклоняющемся с помощью винта; *B* — вспомогательное вогнутое сферическое зеркало диаметром 530 *мм* при радиусе кривизны 6850 *мм*.

Оба зеркала имеют более чем первоклассную форму поверхности и изготовлены лабораторией астрономической оптики ГОИ, под руководством и при участии автора и из стекла пирекс завода ЛЕНЗОС в мае 1934 г.

Массивное зеркало *B* (вес около 40 *кг*) подвешено на ремне для обеспечения достаточно равномерной разгрузки диска.

Пользуясь указаниями настоящей главы, можно успешно изготовлять первоклассные плоскости до 400 *мм* (и даже до 500 *мм*) в диаметре.

Для изготовления плоскостей большего размера необходимы некоторые специфические углубления данной методики, от описания которых мы пока воздержимся.

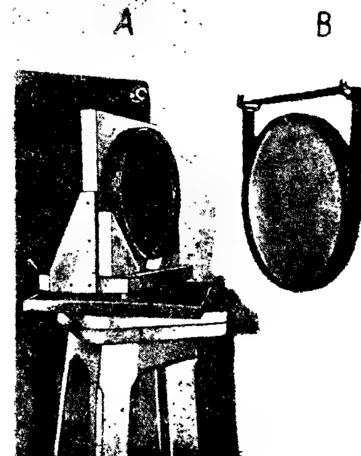


Рис. 43.

9. УПРОЩЕННЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛОСКОСТЕЙ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ НА ПРАКТИКЕ

Мы часто бессознательно применяем упрощенный метод Коммона, когда хотим удостовериться в том, что интересующая нас поверхность достаточно близка к плоскости: для этого мы наблюдаем отражение предметов от поверхности при почти скользящих по ней лучах.

При столь близком к 90° угле наклона нормали пластики к лучу зрения мы используем два выгодных для нас обстоятельства: во-первых, небольшая кривизна испытуемой поверхности вызывает у отраженного пучка заметный астигматизм, искажающий изображение предметов; во-вторых местные ошибки поверхности, ее шероховатость и матовость, не мешают заметно наблюдению, так как мы уже знаем, что влияние этих дефектов на деформацию отраженной волны убывает пропорционально $\cos\varphi$, становясь ничтожно малым при φ близком к 90°.

Таким образом мы можем, например, исследовать стекло фотографической пластинки, ребро деревянной чертежной линейки, поверхность металла, обработанную напильником, поверхность технического зеркального стекла и, наконец, еще матовую поверхность шлифуемого плоского зеркала или шлифовальника.

Мы уже упоминали выше, что при измерении общей кривизны больших плоскостей во время их шлифовки сферометр не всегда дает надежную и правильную оценку общей кривизны; кроме

того от частых установок сферометра на матовой поверхности он быстро изнашивается и приходит в негодность как точный измерительный прибор.

Поэтому я здесь опишу применяемый мною упрощенный метод для исследования плоскостей во время их шлифовки.

Расположим горизонтально исследуемую матовую поверхность A, например плоский шлифовальних, отшлифованный 5-минутным наждаком (рис. 44), и на достаточном от нее расстоянии засветим светящиеся точки S_1 и S_2. Если бы поверхность A являлась идеальной плоскостью, то наш глаз, помещенный в точке B, увидел бы изображение точек S_1 и S_2 в точках S_1° и S_2°.

Если же поверхность A обладает некоторой общей кривизной $\frac{1}{r}$, то глаз увидит изображения светящихся точек в новых местах S_1' и S_2' и на взаимном расстоянии, отличном от взаимного расстояния точек S_1 и S_2. На рис. 44 изображен ход двух пар меридианальных лучей, падающих от точек S_1 и S_2 на выпуклую поверхность A и после отражения проходящих через зрачок глаза, диаметр которого равен d; в этом случае глаз видит сближенное изображение в точках S_1' и S_2'. Если бы поверхность A была вогнутой, то глаз увидел бы раздвинутое изображение светящихся точек в точках S_1'' и S_2''.

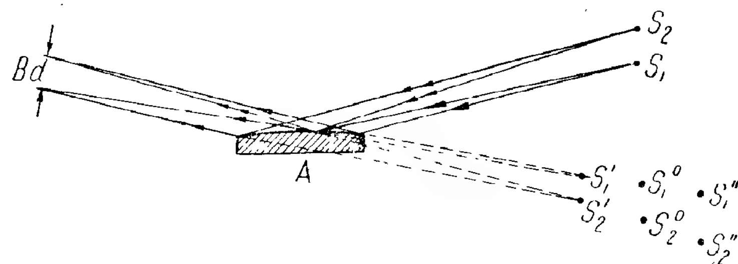


Рис. 44.

При углах φ, близких к 90°, каждый из пучков заполняет большую поверхность зеркала по меридианальному диаметру, хотя зрачок глаза d весьма мал; в то же время в сагиттальном направлении действует только узкая полоска поверхности зеркала, ширина которой меньше d.

Решим следующий пример: расстояние от глаза до зеркала равно расстоянию от зеркала до светящейся точки S_1; точка S_1 приподнята над горизонтом зеркала на 2° ($\varphi = 88°$); диаметр зрачка глаза $d = 4$ *мм*. Требуется определить контуры поверхности зеркала, отражающей лучи в глаз наблюдателя.

Прежде всего эта действующая часть поверхности зеркала будет представлять собою эллипс, сильно растянутый в меридианальном направлении; отношение осей эллипса в первом приближении равно cos 88° : 1, или 0,035 : 1. Далее, малая ось эллипса, или сагиттальный поперечник действующей поверхности зеркала, будет при нашем условии вдвое меньше глазного зрачка, т. е. 2 *мм*. Отсюда по меридианальному направлению поперечник действующей поверхности равен 2 *мм* : 0,035 = 57 *мм*.

Приближая угол φ к 90°, мы получаем возможность покрывать весьма большие участки зеркала по меридианальному сечению при малом отверстии глазного зрачка.

Этого введения достаточно для усвоения упрощенной схемы Коммона, предложенной и применяемой автором (рис. 45).

Прежде всего вместо двух точек мы изготовим круглое световое окно S небольшого диаметра d_0 и расположим его на значительном расстоянии L_1 от испытуемой плоскости A.

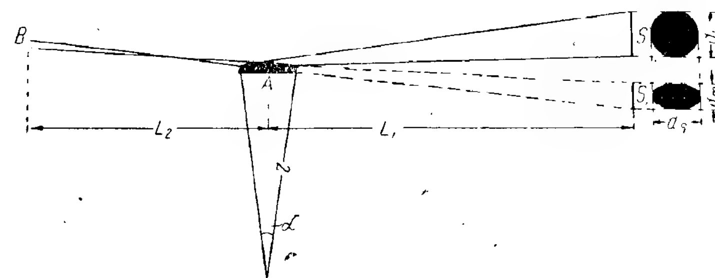


Рис. 45.

Расположив глаз в точке B на расстоянии L_2 от зеркала, мы станем передвигать вверх или вниз световое окно S до тех пор пока его изображение S_1 не окажется приведенным в положение, близкое к касанию с окном S.

Теперь мы одновременно видим и окно и его изображение в зеркале, почти касающиеся друг друга, при этом наш глаз аккомодирован на окно, а вместе с тем и на сагиттальные лучи его изображения.

В случае отсутствия у зеркала A общей кривизны мы увидим изображение окна, ему подобное и равное, как это изображено на рис. 46*a*.

В случае выпуклого зеркала A изображение окна представится нам сплюснутым в вертикальном направлении (рис. 46*b*) и в случае вогнутого зеркала A — вытянутым (рис. 46*c*).

Мы потому берем окно круглой формы, что глаз наш особенно хорошо улавливает небольшие отклонения формы от круглой; уловить на-глаз сплюснутость или вытянутость круга, равную 5% его диаметра, не представляет особого труда.

Постараемся выяснить чувствительность этого метода обнаружения общей кривизны, для чего обратимся снова к рис. 45 и сделаем следующие допущения ради упрощения вывода: кривизна зеркала $\frac{1}{r}$ ничтожна мала; растояние L_1 и L_2 достаточно велики по сравнению с диаметром D зеркала A; окно и его изображение установлены на взаимное касание, а диаметр окна d_0 подобран так, что изображение окна заполняет зеркало по меридианальному диаметру от одного края до другого.

Для этого случая не трудно найти следующую зависимость первого приближения:

$$\alpha = \frac{D}{r}. \tag{119}$$

Для того чтобы в случае плоского зеркала A лучи, идущие от верха и низа окна, отразившись от краев зеркала, попали в глаз наблюдателя, необходимо выполнить условие:

$$d_0 : d = L_1 : L_2, \tag{120}$$

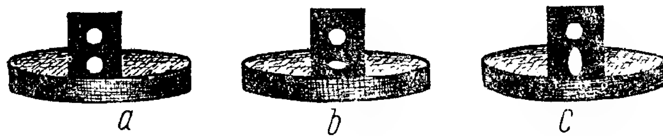


Рис. 46.

т. е. при заданных диаметрах окна d_0 и зрачка глаза d мы всегда можем подобрать такое отношение расстояний $\frac{L_1}{L_2}$, при котором изображение окна покроет меридианальную проекцию зеркала от края до края.

В случае общей кривизны $\frac{1}{r}$ поверхности A между крайними нормалями образуется угол α (выражение 119), благодаря которого два крайних меридианальных луча окажутся сближенными или раздвинутыми, против их направления при отражении от плоскости, на угол $2\alpha = \frac{2D}{r}$, в зависимости от знака кривизны.

В результате мы будем наблюдать сагиттальный диаметр изображения под угол:

$$\beta_s = \frac{d_s}{L_1 + L_2} = \frac{d_0}{L_1 + L_2}, \tag{121}$$

а меридианальный — под углом:

$$\beta_m = \beta_s - 2\alpha = \frac{d_0}{L_1 + L_2} - \frac{2D}{r} \tag{122}$$

Отсюда не трудно определить относительное сплющивание или растяжение изображения, которое назовем через k:

$$k = \frac{\beta_m - \beta_s}{\beta_s} = -\frac{2D(L_1 + L_2)}{r \cdot d_0} \tag{123}$$

По последнему выражению определим предельную кривизну $\frac{1}{r}$, еще улавливаемую этим методом, в предположении, что $\pm k = 1/20$, $D = 900$ *мм*, $L_1 + L_2 = 10\,000$ *мм* и $d_0 = 10$ *мм*

$$\frac{1}{r} = \frac{kd_0}{2D(L_1 + L_2)} \simeq 3 \cdot 10^{-8} \text{ мм}^{-1} \tag{124}$$

т. е. в нашем примере кривизна с радиусом r около 36 *км* может быть еще уловлена.

В переводе на кольца (при $\lambda = 550$ *мμ*) такая кривизна в нашем примере соответствует приблизительно 11 кольцам, т. е. чувствительность упрощенного метода оказывается достаточной, чтобы пользуясь им подготовлять еще во время сравнительно грубой шлифовки достаточно хорошую плоскость, доводимую затем до требуемой степени совершенства сравнительно недолгой полировкой.



Рис. 47.

Если в схеме рис. 45 несколько приподнять окно S над горизонтом зеркала, то при движении глаза вверх-вниз мы увидим изображение окна, перемещающееся от одного края зеркала к другому по различным его зонам; на одних зонах изображение может сплющиваться, а на других вытягиваться, что даст нам возможность уловить кроме того сравнительно грубые зональные ошибки поверхности. Описанным до сих пор упрощенным методом широко пользуется лаборатория астрономической оптики, производя большие первоклассные плоскости и не имея даже в своем распоряжении сферометра.

Опишем далее второй упрощенный метод исследования общей кривизны плоскостей, отличающийся от первого тем, что в нем глаз наблюдателя заменен трубой.

На рис. 47 изображена схема установки для исследования поверхности A.

Здесь две светящиеся точки S и O удалены на расстояние L от зеркала A и на расстояние h друг от друга. Если мы сумеем совместить в трубе точку O с ее изображением O', т. е. заставим луч OA скользить по поверхности зеркала, то изображение точки S в общем случае окажется для лучей сагиттальных в точке S_s', а для лучей меридианальных — в точке S_m'.

Из рис. 47 мы прежде всего имеем:

$$\cos\varphi = \frac{h}{L}. \tag{125}$$

Для нахождения величины отрезка $S_m' S_s'$ воспользуемся выражениями (40) и (51) и, предполагая, что L весьма мало по сравнению с r, находим:

$$S_m' S' = -\frac{2L^2(1+\operatorname{tg}^2\varphi \operatorname{tg}^2 u_m)}{r\cos^2 u_m \cos\varphi\,(1-\operatorname{tg}^2\varphi \operatorname{tg}^2 u_m)^2} \tag{126}$$

и

$$S_s' S' = -\frac{2L^2\cos\varphi}{r}; \tag{127}$$

так как угол φ достаточно близок к 90°, то на основании выражения (125) мы имеем:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{L}{h} \tag{128}$$

Апертурный угол u_m определяется диаметром d объектива трубы и его расстоянием до точки S, близким к L в тех случаях, когда труба находится в непосредственной близости к зеркалу A, и когда диаметр объектива трубы равен или меньше меридианального сечения отраженного зеркалом пучка. В этом случае:

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{tg} u_m &\cong \frac{d}{2L} \\ \cos u_m &\sim 1 \end{aligned}\right\} \tag{129}$$

Делая необходимые подстановки и находя разность выражений (126) и (127), мы определяем длину отрезка $S_s' S_m'$ в следующем виде:

$$S_s' S_m' = -\frac{2L}{rh}\left[L^2\frac{\left(1+\frac{d^2}{4h^2}\right)}{\left(1-\frac{d^2}{4h^2}\right)^2} - h^2\right]_4 \tag{130}$$

Принимая во внимание, что d меньше h, а что L значительно больше h, мы можем переписать выражение (130) в следующем виде:

$$S_s' S_m' = -\frac{2L^3\left(1+\frac{d^2}{4h^2}\right)}{rh\left(1-\frac{d^2}{4h^2}\right)^2} \tag{131}$$

Из рис. 47 и в предположении, что объектив трубы расположен в непосредственной близости к зеркалу A, можно вывести следующую приближенную зависимость:

$$\frac{d}{h} = \frac{D}{L} \tag{132}$$

после чего выражение (131) принимает следующий вид:

$$S_s' S_m' \cong -\frac{L(4L^2+3D^2)}{2rh} \tag{133}$$

где D — поперечник действующей поверхности зеркала A. Так как

$$D = \frac{d}{\cos\varphi}, \tag{134}$$

то производя в выражении (133) замену переменных из выражений (134), (132) и (125), мы приводим его к следующему окончательному виду:

$$S_s' S_m' \sim -\frac{L^3\left(4+3\frac{d^2}{h^2}\right)}{2rh} \cong -\frac{2L^3}{rh}, \tag{135}$$

откуда кривизна:

$$\frac{1}{r} \sim -\frac{2S_s' S_m' \cdot h}{L^3\left(4+3\frac{d^2}{h^2}\right)} \cong -\frac{S_s' S_m'}{2L^3}\cdot h. \tag{136}$$

Наблюдая в трубу астигматичное изображение точки S, мы вынуждены произвести некоторую перефокусировку Δ окуляра трубы, переходя от резкого изображения точки сперва в виде вертикальной, а потом в виде горизонтальной линии.

Если фокусное расстояние f трубы достаточно мало по сравнению с L, то перефокусировка равна:

$$\Delta \cong \frac{2Lf^2}{rh\left(1-\frac{f}{L}\right)^2 - 2L^2\left(1-\frac{f}{L}\right)} \cong \frac{2Lf^2}{rh}. \tag{137}$$

Измерив или оценив на-глаз величину необходимой перефокусировки окуляра Δ, мы определяем кривизну испытуемой плоскости:

$$\frac{1}{r} \cong \Delta\frac{h}{2Lf^2}. \tag{138}$$

Так например, взяв трубу с фокусным расстоянием $f = 500$ *мм* при $L = 10\,000$ *мм* и надеясь уловить перефокусировку окуляра $\Delta = 1$ *мм*, мы при $h = 10$ *мм* могли бы оценить кривизну с точностью:

$$\frac{1}{r} \cong 2\cdot 10^{-9}\ мм^{-1}. \tag{139}$$

т. е. обнаружить радиус кривизны порядка нескольких сот километров.

В действительности мы так далеко пойти не сможем, так как при малом h становится весьма малым действующее отверстие объектива трубы; в силу чего фокусировка окуляра оказывается мало чувствительной.

Все же и эта разновидность упрощенного метода обладает чувствительностью достаточной для того, чтобы во время шлифовки исправить ошибки поверхности, доведя их до нескольких колец.

Световые окна легко осуществить либо с помощью лампочек карманного фонаря, помещенных сзади отверстий черного экрана, заклеенных папиросной бумагой или калькой, либо с помощью того же экрана, повешенного в рабочем помещении на окне на такой высоте от пола, при которой можно производить исследование шлифуемой поверхности, не снимая ее со шпинделя шлифовального станка. По нашему усмотрению мы можем наблюдать отраженное изображение окна как глазом, так и с помощью небольшой зрительной трубы, которую проще всего держать в руке и у которой очень полезна кремальера и миллиметровые деления на окулярном тубусе. Зрительная труба может быть с успехом заменена половинкой призматического бинокля (лучше 8-кратного с умеренным зрачком выхода); наличие сетки в окуляре весьма полезно для быстрой оценки астигматизма пучка, а вместе с ним и общей кривизны поверхности; для перефокусировки вместо кремальеры может служить вращающийся колпачок окуляра, по отсчетам которого мы легко можем определить величину перефокусировки Δ (выражение 138).

Обычно мы применяем упрощенный метод исследования не в количественной, а в качественной форме, желая знать, в каком направлении следует вести дальнейшую шлифовку и как необходимо подрезать шлифовальник, чтобы шлифуемая поверхность по возможности приблизилась к плоскости.

Быстрота, простота и чувствительность этих методов принуждает нас отдать им полное предпочтение перед методом сферометра. Область применения сферометра в астрономической оптике ограничивается в настоящее время лишь измерением кривизны выпуклых поверхностей, тогда как поверхности плоские и вогнутые уже нашли для себя более чувствительные, удобные и надежные методы измерения кривизны.

Наконец я позволю себе предложить третье видоизменение метода Коммона, позволяющее исследовать с высокой точностью форму точеных цилиндров и конусов. Этот метод может найти для себя применение в точном машиностроении при контроле стальных скользящих в подшипниках валов и других точных цилиндров.

Прибор для исследования цилиндров (и конусов) схематически изображен на рис. 48 и состоит из сферического зеркала B и светящейся щели S, расположенных на двух рамах, вращающихся вокруг центра O и зажимаемых на произвольный угол наклона с помощью винта C.

Для установки ножа, или окуляра S_1 в нулевое положение мы прикладываем к неподвижным, перпендикулярным плоскости

чертежам ребрам a и b плоское зеркало A, после чего, отняв зеркало A прикладываем прибор теми же ребрами a и b к исследуемому цилиндру и производим новую фокусировку ножа или окуляра на фокус меридиональных лучей.

В этом случае мы и качественно и количественно можем определить отклонения образующей цилиндра от прямой линии: мы улавливаем не только плавные возвышения и провалы на поверхности (по образующей), но также и качество отделки (шлифовки и полировки) поверхности.

Для каждого вида обработки поверхности получается своеобразная теневая картина: стальная или латунная трубка, заполированная наждачной бумагой после резца, выглядит иначе, нежели такая же трубка, прошлифованная мелкозернистым кругом; обычная тянутая стеклянная трубка обнаруживает грубейшие ошибки поверхности, как общие, так и местные и т. д.

Прикладывая исследуемый цилиндр к прибору при последовательном его проворачивании вокруг оси, мы часто можем наблюдать изгиб цилиндра, так как в этом случае измеряемая кривизна образующей будет синусоидально менять свой знак и величину за время полного оборота цилиндра вокруг оси.

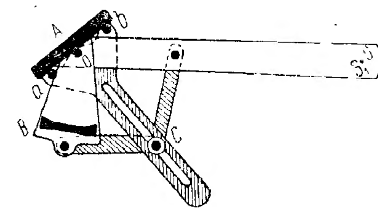


Рис. 48.

Быть может этот способ явился бы самым точным лабораторным способом измерения небольших прогибов стержней, брусков, балок, пластинок, дисков и т. п.

На схематическом рисунке 48 конечно не разработана конструкция прибора: здесь не показаны установочные винты зеркала B, осветительная система, передвижение окуляра и ножа их взаимное замещение и многое другое.

Точно также здесь не будем рассматривать вопроса о потерях света, не будем связывать их с материалом, качеством полировки и диаметром исследуемого цилиндра, а также с радиусом кривизны сферического зеркала B. Скажем только, что зеркало B следует посеребрить, а углы наклона φ брать в пределах от 45° до 70—75°, в зависимости от качества полировки исследуемой цилиндрической поверхности. Наконец заметим, что данный метод, обнаруживая ничтожную волнистость образующей, т. е. ее отклонения от прямой линии, не позволяет все же отличить цилиндра от конуса, а потому коничность цилиндров должна быть определена дополнительно. Так например, мы можем в нескольких точках по длине цилиндра непосредственно измерить его диаметры и сделать заключение об общей форме цилиндра, тогда как местные ошибки, обусловленные ошибками токарного станка, мы уловим и проследим от начала до конца

цилиндра, передвигая вдоль него прибор, изображенный на рис. 48.

В такой же мере описываемый здесь метод не претендует на обнаружение эллиптичности цилиндра, измеряемой опять таки дополнительно путем непосредственного измерения диаметра цилиндра на одной или нескольких высотах и по различным азимутам.

10. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе не случайно уделено главное внимание методу Коммона и его видоизменениям.

Прежде всего мы имеем достаточно обширную литературу по методу пробных стекол, и в то же время ничего или почти ничего по интересному и ценному методу Коммона, если не считать краткой заметки самого Коммона в данной выше сноске и ссылок проф. Ричи на схему Коммона при исследовании им больших плоских зеркал астрономического типа. Нужно сказать, что в этих заметках нигде, насколько известно автору, не затронута теория метода Коммона, без которой немыслима количественная оценка изготовляемых плоскостей.

Не плохо пользоваться методом Коммона, как качественным рабочим методом исследования; однако он оказывается в то же время весьма удобным, простым и чувствительным контрольным количественным методом.

К схеме Коммона приложимы как метод Гартмана, так и количественный теневой метод автора, и методы Ронки[1], применения которых мы здесь, к сожалению, не рассмотрели за недостатком места.

Наконец метод Коммона приложим к исследованию плоскопараллельных пластинок, но этого приложения мы здесь сознательно не рассматривали, предполагая написать в ближайшее время отдельную работу, посвященную вопросу о плоскопараллельных пластинках.

Если бы не существовало метода Коммона, проблема изготовления больших точных поверхностей либо оставалась не разрешенной, либо разрешалась весьма громоздко, дорого, длительно, ненадежно и с сомнительными шансами на успех. Это положение мы, нужно думать, достаточно обосновали, рассматривая метод плоской пробы.

А между тем большие плоскости до последнего времени находят себе применение в астрономических инструментах, и мы уже видели, какая высокая степень совершенства формы поверхности требуется от плоского зеркала независимо от его диаметра.

Еще свежо воспоминание о фантастическом на первый взгляд,

[1] В. Ронки. Испытание оптических систем. ГТТИ, 1933.

но принципиально вполне выполнимом проекте Ричи постройки гигантских зеркальных телескопов башенного типа с отверстием порядка 8 *м*.

Схема такого телескопа изображена на рис. 49: здесь *A* и *B* — плоские зеркала целлостата, находящегося вверху башни; зеркало *A* следит за движением светила, вращаемое часовым механизмом; зеркало *B*, в зависимости от склонения светила, поднимается и наклоняется так, чтобы отраженный пучок воспринимался вогнутым зеркалом *C* и далее, после отражения от малого выпуклого зеркала *D*, сходился в фокус системы *F*, проходя через дыру зеркала *C* внутрь лабораторного помещения, расположенного на дне башни.

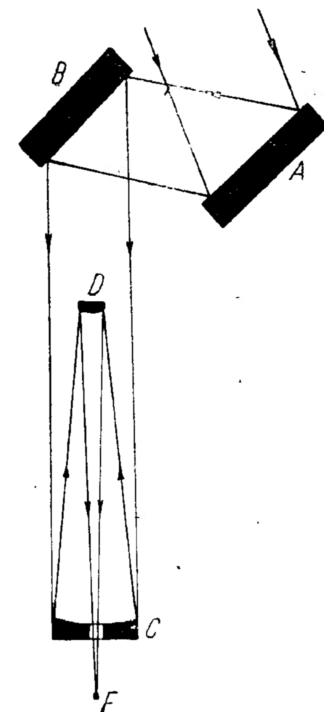


Рис. 49.

Схема не новая, но, во-первых, интересны оригинальные технические детали проекта Ричи и, во-вторых, грандиозные размеры инструмента.

Количество света, собираемого такой системой, определяется поперечником вогнутого зеркала *C*, и если Ричи мечтал о 8-метровом диаметре этого зеркала, то целлостатные плоские зеркала *A* и *B* поневоле должны обладать поперечниками примерно в $1\frac{1}{2}$ раза большими, т. е. около 12 *м*.

Таким образом вся трудность изготовления оптики этого инструмента ложилась бы не на главное зеркало *C*, как в обычных телескопах, а на вспомогательные зеркала *A* и *B*.

Зеркало *B* обращено лицом вниз, поэтому, по рецепту того же проф. Ричи, ему следует придать толщину равную $\frac{1}{6}$ поперечника, т. е. 2 *м*: зеркало *C* может быть хорошо разгружено снизу, поэтому оно может иметь толщину, равную $\frac{1}{8}$ диаметра, т. е. 1 *м*. Не трудно подсчитать, что в таком случае на зеркало *B* пойдет в $4\frac{1}{2}$ раза больше стекла, нежели на зеркало *C*; в отношении массы необходимого стекла, зеркало *A* немногим отстанет от зеркала *B*.

Но трудно не только само получение таких масс вполне хорошего стекла,— труден также тонкий отжиг, трудна, наконец, шлифовка, полировка, исследование и ретушь таких больших поверхностей.

Предположим, что мы справились со всеми этими трудностями и получили в лабораторных условиях первоклассные плоскости

диаметром 12 *м* каждая. Но мы совершенно не уверены в том что при переменной температуре в условиях нормальной работы поверхности зеркал будут оставаться первоклассно-плоскими, даже в том случае, если стеклу был дан идеальный отжиг: стекло дурной проводник тепла, и при изменяющейся температуре поверхностная корка стекла той или иной толщины испытывает значительные температурные натяжения, влекущие за собою изменение формы поверхности преимущественно на внешней зоне (эффект края Ричи).

Появление такой зональной ошибки, а вместе с тем и возможной небольшой общей кривизны может привести к заметному снижению качества изображения, а в этом случае преимущества большого диаметра отверстия инструмента в значительной степени потеряют свой смысл.

Изменение температуры в ту или другую сторону вызывает появление однозначных ошибок как у зеркала *А*, так и у зеркала *В*, — а потому эти ошибки будут суммироваться, и мы должны исходить из допусков вдвое более строгих, нежели допуски, рассмотренные в главе 3.

Конечно сотовые конструкции зеркал и выбор материала с низким коэффициентом расширения в значительной степени снижают эффект края, но уничтожить его вовсе мы никак и никогда не сможем.

Современные массивные зеркала, средних даже размеров, в сильной степени страдают эффектом края; путь сотовых зеркал, намеченный выше, позволяет в таких зеркалах практически освободиться от эффекта края, — но здесь мы говорим не о 30—60 сантиметровых зеркалах, а о поперечнике в 12 *м*.

Эффект края и изменение кривизны для вогнутых зеркал и плоскостей типа *А* имеют одни последствия, тогда как те же явления в целлостатных зеркалах, т. е. плоскостях типа *В*, приводят к другим последствиям, несравненно более вредным для качества изображения.

Далее, упомянутая выше работа, начатая Е. Э. Данишевским, приводит к весьма неутешительным выводам относительно неизменности плоской формы поверхности целлостатных зеркал при различных их наклонах: в первую очередь зеркало *В* (рис. 49) должно явным образом провисать, если мы не сумеем разгрузить его сзади какою-то системой присосок.

Наконец, введение в систему двух лишних вспомогательных зеркал *А* и *В* приводит к весьма ощутительным потерям света, особенно для коротковолновой части спектра. Свежепосеребренное зеркало отражает около 85% для длины волны $\lambda = 400$ *мμ*, поэтому с применением целлостатной системы мы теряем около 28% света в фиолетовых лучах, однако по истечении довольно непродолжительного времени коэфициент отражения серебра, и именно для особо ценной коротковолновой части спектра, заметно снизится, и потери света окажутся чудовищно большими. Заменяя серебро сплавами алюминия, мы можем довести потери света до $^1/_3$, но зато удержать их неизменными в течение более продолжительного времени.

Чем же оправдываются все перечисленные недостатки целлостатных систем, и почему они до сих пор еще не вышли из употребления? Во-первых, неподвижностью изображения, а вместе с нею и приборов и самого наблюдателя, располагающего в этом случае относительным комфортом наблюдения и, во-вторых, уменьшением размеров купола обсерватории. К этому еще часто стараются присоединить конструктивные преимущества, особенно в отношении более легкой работы часового механизма: „двигать зеркало *А* легче, чем двигать целый телескоп"... Но это ни в коем случае не верно, так как зеркало *А* в 4 раза тяжелее главного зеркала *С* инструмента, и так как его приходится вращать со скоростью одного оборота в 48 часов вместо обычных для телескопа 24 часов, т. е. с удвоенной точностью.

Не задаваясь здесь полнотой критики и не указывая здесь путей выхода, я в настоящем кратком обзоре хотел подчеркнуть несостоятельность целлостатных систем и неминуемое снижение из-за них оптических качеств телескопа, если размеры его достаточно велики. Нельзя зависеть от температурных изменений кривизны целлостатных зеркал! Нельзя отливать стекла в $4^1/_2$ раза большей массы и шлифовать поверхности в $1^1/_2$ раза большего поперечника, нежели масса и поперечник вогнутого зеркала, определяющего собою оптическую мощность инструмента! Нельзя подвешивать большое зеркало за край лицевой поверхностью вниз! Нельзя, наконец, за неподвижное положение приборов и наблюдателя жертвовать третьей частью световой энергии в фотографических лучах!

Быть может многим покажется странной цель автора настоящей работы, который сперва дал допуски на первоклассные плоскости, потом раскритиковал метод плоской пробы, потом дал теоретические обоснования метода Коммона, свой количественный теневой метод и т. д.— и для чего же? Чтобы пышно похоронить большие точные плоскости!..

Прежде всего в крупной плоской оптике нуждается и будет нуждаться астрономия и не одна только астрономия. Вспомогательные диагональные зеркала имеют малые размеры лишь относительно, но когда размеры астрономических инструментов возрастут до тех величин, о которых теперь можно лишь мечтать,—эти относительно малые зеркала окажутся весьма солидными по своим абсолютным размерам. Для исследования больших объективов также нужны большие плоские автоколлимационные зеркала. Наконец, в точных плоскостях вообще заинтересованы и физика и техника.

Все эти плоскости нужно как-то исследовать, но даже при

весьма умеренных их размерах приходится отказаться от метода плоской пробы и перейти на метод Коммона.

Таким образом я пытаюсь здесь похоронить лишь систему больших целлостатных и им подобных установок, имеющих еще практический смысл и оправдание лишь в случае сравнительно скромных по понятиям сегодняшнего дня размеров инструмента.

Метод Коммона и его упрощения и видоизменения должны найти применение в практике наших оптических заводов, вытеснив метод плоской пробы если не во всех случаях, то в некоторых безусловно.

Особенно интересна возможность применения метода Коммона к исследованию больших блоков плоскостей (например массовая обработка граней призм, защитных окон, плоских поверхностей линз и т. д.). В этом случае метод пробного стекла говорит нам о форме поверхности той зоны, на которую мы наложили пробное стекло, а так как обычно пробное стекло накладывается на внешнюю зону блока, обладающую, как правило, наиболее резко выраженной зональной ошибкой,—то такое исследование ровно ничего не говорит о форме поверхности остальных зон; промерить же каждую линзу блока под пробу—невозможно. В этом случае метод Коммона дает нам одновременную и полную картину поверхности всего блока, т. е. всех собранных на нем линз, и мы узнаем, как велика общая кривизна поверхности, какие детали, снятые с блока, окажутся астигматичными, и в каком направлении продолжать работу, чтобы исправились наблюденные ошибки.

Здесь было упомянуто применение видоизменений метода Коммона к иследованию технического зеркального стекла, линеек, плоских матовых поверхностей, шлифовальников, цилиндров и даже прогибов стержней и балок. Но я полагаю, что метод Коммона может найти применение в значительно большем числе случаев, которых автор, будучи узким специалистом астрономической оптики, не предвидит в настоящее время.